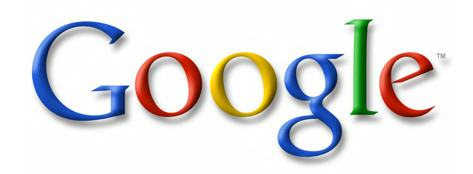
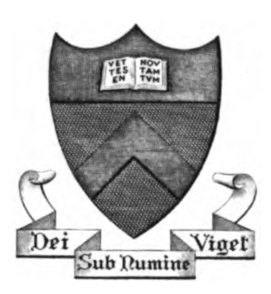





VET
TES
EN
NOV
TAM
TVM
Dei
Sub Numine
Viget


Digitized by Google

Physikalische Zeitschrift

Unter ständiger Mitarbeit für den referierenden Teil

von

Privatdozent Dr. **M. Abraham,** Professor Dr. **L. Ambronn,** Professor Dr. **H. Boruttau,** Professor Dr. **A. Coehn,** Professor Dr. **Th. Des Coudres,** Privatdozent Dr. **E. Englisch,** Professor Dr. **W. Kaufmann,** Professor Dr. **H. Lorenz,** Professor Dr. **E. Meyer,** Professor Dr. **L. Rhumbler,** Professor Dr. **K. Schaum,** Professor Dr. **G. C. Schmidt,** Professor Dr. **K. Schwarzschild,** Professor Dr. **E. Wiechert,** Privatdozent Dr. **E. Zermelo.**

Herausgegeben von

Dr. E. RIECKE
o. ö. Professor an der Universität Göttingen.

und

Dr. H. TH. SIMON
a. o. Professor an der Universität Göttingen.

Redaktion: Professor Dr. **H. TH. SIMON** in Göttingen

(in Vertretung: Dr. **E. BOSE** in Göttingen).

VIERTER JAHRGANG.

1902—1903.

Leipzig,

Verlag von S. Hirzel.

1903.

Autoren- und Sachregister.

Abkürzungen: (R.) = Referat, (B.) = Besprechung, (N.) = 74. u. 75. Naturforscherversammlung.

A.

B.

C.

D.

E.



G.

H.

L.

M.



N.

O.

P.

S.



T.

X.

Z.

Namensverzeichnis der „Personalien".

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. | 1. Oktober 1902. Redaktionsschluss für No. 2 am 8. Oktober 1902. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Temperaturen und Energieverteilungskurven im Spektrum leuchtender Flammen.

Von G. W. Stewart.

In einer Mitteilung an die Deutsche Phys. Ges.[1]) haben Lummer und Pringsheim eine Methode für die Messung der Temperaturen leuchtender Flammen angegeben, die auf die bekannte Beziehung zwischen der Wellenlänge des Maximums der Energiekurve und der Temperatur des schwarzen Körpers gegründet ist. Diese Beziehung ist $\lambda_m \cdot T = A$, einer Konstanten, wobei λ_m die Wellenlänge des Maximums und T die absolute Temperatur ist. Für den schwarzen Körper wurde die Konstante zu 2940, für blankes Platin zu ungefähr 2630 gefunden. Sie deuteten an, dass die Temperatur leuchtender Flammen mit dieser Formel berechnet werden könnte, und dass die Temperatur zwischen den Werten liegt, die man erhält, wenn man obige beide Werte für C in die Formel einsetzt.

Kürzlich[2]) suchte Verfasser dieser Abhandlung die Temperatur der Acetylenflamme auf diese Weise zu ermitteln. Für eine cylindrische Flamme erhielt er Werte zwischen 2890° C. und 2560°, was gewiss nicht richtig ist. Selbst die unkorrigierte Energiekurve gab zu hohe Werte.

In einer Mitteilung über eine einfache Methode zur Messung von Flammentemperaturen bemerkt Kurlbaum[3]), dass, während eine leuchtende Flamme von grosser Dicke in Bezug auf Strahlung sich wie ein schwarzer Körper verhält, wir von einer Kerzenflamme z. B. erwarten können, dass sie wie ein dünner Kohlestreifen von derselben Temperatur ausstrahlt. Er hat auch gezeigt[1]), dass ein dünner Überzug von Lampenschwarz für lange Wellen transparenter als für kurze ist, d. h., dass Absorption und Ausstrahlung mit der Abnahme der Wellenlänge zunimmt. Daher wäre z. B. in den Energieverteilungskurven des Spektrums der Acetylenflamme das Maximum weiter gegen die kurzen Wellenlängen zu gelegen, als im Falle eines schwarzen Körpers derselben Temperatur. Es wäre dann zu erwarten, dass die Resultate, die man durch Anwendung der Formel $\lambda_m T = A$ erhält, viel zu hohe Werte für die Temperaturen geben.

(Verfasser beschreibt nun Kurlbaums Methode, giebt die Kritik von Lummer und Pringsheim[2]) wieder, sowie Kurlbaums Replik[3]) und fährt dann fort:)

Die vorliegende Arbeit zeigt, dass Lummer und Pringsheims Wert für die Strahlung der Kerzenflamme viel zu niedrig ist, dass aber ihre Kritik von Kurlbaums Methode von Wichtigkeit ist; ferner dass Kurlbaums Behauptung, dass die Kohleteilchen in einer leuchtenden Flamme selektivere Strahlung zeigen, als blankes Platin, richtig ist; sowie dass Lummer und Pringsheims Wert für die Wellenlänge des Maximums der Energiekurve für leuchtende Flammen unrichtig ist.

Bekanntlich variiert die horizontale Lichtverteilung einer gewöhnlichen Leuchtgasflamme nur um einige Prozente, d. h. die Flamme ist praktisch für sichtbare Strahlen transparent.

---

1) Lummer und Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1, 214, 1899.
2) Phys. Review, 13, 257, 1901.
3) Diese Zeitschrift 3, 187, 1902.

1) Wied. Ann. 67, 846, 1899.
2) Diese Zeitschrift 3, 233, 1902.
3) Diese Zeitschrift 3, 332, 1902.

Nach Kurlbaum[1]) ist im Infraroten die Transparenz sogar grösser. Obgleich diese Versuche mit Kohle bei gewöhnlichen Temperaturen gemacht wurden, so genügt doch die von Königsberger[2]) beobachtete Verschiebung der Maximalabsorption gegen die Seite der langen Wellen bei steigender Temperatur nicht, um die Transparenz im sichtbaren Spektrum grösser zu machen, als im Ultravioletten.

Aus Kirchhoffs Gesetz wissen wir dazu, dass die Maximalabsorption für Kohle bei der Temperatur der Acetylenflamme bei weniger als 1,4 μ liegt; denn diese Wellenlänge (hier hat die Energiekurve der Acetylenflamme ein Maximum) muss zwischen der Wellenlänge der Maximalabsorption der Flamme und der Wellenlänge der Maximalemission des schwarzen Körpers bei dieser Temperatur liegen. Nimmt man mit Nichols[3]) diese Temperatur zu 1900^0 an, dann ist diese letztere Wellenlänge = 1,35 μ.

Dies scheint darauf hinzuweisen, dass die leuchtenden Teilchen der Flamme (die ultravioletten ausgenommen) irgend eine Wellenlänge nur in sehr geringem Masse absorbieren, und dass die Lage des Maximums in der Energieverteilungskurve leuchtender Flammen fast gänzlich von der Temperatur abhängt, denn der Kohlegehalt einer gewöhnlichen Flamme ist zu klein, als dass er durch selektive Absorption dieses Maximum deutlich beeinflussen könnte.

Stimmen diese Voraussetzungen zu, dann lässt sich die Formel $\lambda_m T = A$ auch auf die leuchtenden Flammen anwenden, vorausgesetzt, dass die Konstante A für eine Flamme von bekannter Temperatur bestimmt ist.

Die Absorption der Acetylenflamme.

Am einen Ende einer Photometerbank von ungefähr 6 m Länge wurden zwei Brenner so montiert, dass dieselben um eine zwischen den beiden befindliche Achse drehbar waren. Sie gaben cylindrische Flammen von 3,5 cm Höhe und ungefähr 3,5 mm Maximaldurchmesser. Die gegenseitige Entfernung der Brenner war 3 cm. Am anderen Ende der Bank befand sich ein flachstrahliger Napheybrenner, dessen Flamme an Intensität der Summe der beiden anderen gleichkam. Abgelesen wurde mit einem Bunsenphotometer. Die Intensität der beiden cylindrischen Flammen mit der flachen wurde verglichen, wenn 1. eine cylindrische Flamme hinter der anderen, 2. die beiden nebeneinander und 3. Fall 1 umgekehrt war. Die Adjustierung musste sehr sorgfältig geschehen, da schon ein sehr kleiner Fehler hierin einen sehr grossen im Resultat nach sich ziehen würde. Es ergab sich eine mittlere Absorption von 3,6 Proz., wobei noch Fehlerquellen, wie die Reflexion des Lichtes der einen Flamme von den Kohleteilchen und den heissen Gasen der anderen und vice versa, die anscheinende Absorption erhöhen. Für unseren Zweck genügt es zu wissen, dass die Absorption nicht über 3—4 Proz. hinausgeht.

1) Wied. Ann. **67**, 846, 1899.
2) Ann. d. Phys. **4**, 796, 1901.
3) Phys. Rev. **10**, 234, 1900.

Da die Acetylenflamme reich an Kohle ist, so sollte die gefundene geringe Absorption darauf hindeuten, dass die Formel $\lambda_m T = A$ auf Flammen anwendbar sei, in denen die Strahlungsquelle glühende Kohle ist. Natürlich zeigen die Flammenspektra Emissionsbanden von H_2O und CO_2, deren Wellenlängen aber glücklicherweise alle grösser als 1,4 μ sind, und die daher, ausgenommen in Flammen, deren Temperatur bedeutend niedriger als die Gasflamme ist, wie z. B. die Kerzenflamme, auf die Lage des Maximums in den Energieverteilungskurven keinen Einfluss haben.

Die Anwendung von $\lambda_m T = A$ auf leuchtende Flammen.

Um zu prüfen, ob es richtig ist, $\lambda_m T = A$ auf leuchtende Flammen anzuwenden, werde ich die Energieverteilungskurven der Kerzen- und Leuchtgasflamme betrachten, indem ich A aus den früheren Versuchen mit Acetylen entnehme. Die Kurven wurden mit dem nämlichen Apparat[1]) wie für die Acetylenflamme gefunden. Die Adjustierung erfolgte mit Hilfe von CO-Banden bei 4,4 μ.

Acetylenflamme: Fig. 1 giebt aus der früheren Arbeit einen Teil der beobachteten Kurve wieder. Kurve 1 ist die beobachtete, Kurve 2 die mit Hilfe von Paschens Gleichung

1) Phys. Rev. **13**, 257, 1901.

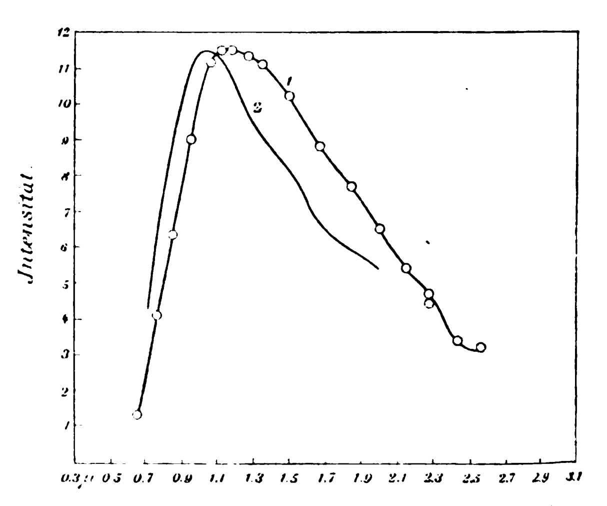


Fig. 1.

$$af(x) = F(x) - \frac{1}{6} F_1(x)$$

gewonnene korrigierte; hierbei ist a die Spaltbreite des Spektrometers und Radiometers in Wellenlängen, $f(x)$ die Intensität der Wellenlänge x auf der korrigierten, $F(x)$ auf der unkorrigierten Kurve und

$$F_1(x) = F(x + a) - F(x - a) - F(x).$$

In einer späteren Arbeit hoffe ich, den experimentellen Beweis für die Richtigkeit von Paschens Methode im Gegensatz zu der, die ich in einer früheren Arbeit anwandte, zu bringen.

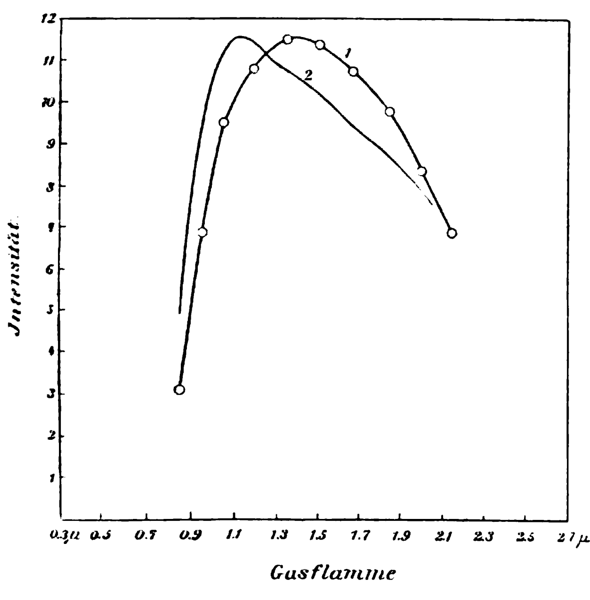


Fig. 2.

Gasflamme: Fig. 2. Kurve 2 zeigt die Energieverteilungskurve einer cylindrischen Leuchtgasflamme. Kurve 1 ist die beobachtete. Für die Genauigkeit der Messungen zeugt das Auftreten der H_2O-Banden bei 1,46 μ und 1,90 μ in der korrigierten Kurve. Das Maximum liegt bei 1,13 μ.

Kerzenflamme: Hier ist es wegen des grossen Wechsels der Intensität und der Lage der Flamme vor dem Spalt schwierig, die Kurve genau zu erhalten. Fig. 3 zeigt drei beobachtete Kurven. Korrigiert ergeben sie ein mittleres Maximum von ungefähr 1,4 μ, dessen Lage durch die H_2O-Bande bei 1,46 μ beeinflusst wird. Zieht man das in Betracht, dann erhält man für das allein der glühenden Kohle zuzuschreibende Maximum 1,25 μ. Lummer und Pringsheim geben hierfür 1,5 μ, d. h. ungefähr den Wert meiner unkorrigierten Kurven.

Temperatur berechnet aus $\lambda_m T = A$: Um A für leuchtende Flammen zu finden, setze ich die Temperatur der Acetylenflamme = 1900° (nach Nichols) und die Wellenlänge ihres Maximums = 1,05 μ. Daraus wird A = ungefähr 2282. Durch Einsetzen der Maxima 1,13 μ und 1,25 für Gas- resp. Kerzenflamme ergiebt sich für erstere T = 2020° (abs.) oder ungefähr 1750° C. und für letztere T = 1825° oder 1550° C. Im Vergleich mit Nichols' Resultaten ergiebt sich die mittlere Temperatur vor dem Spalt für Kerzenflamme zu ungefähr 1630° C. Kurlbaums Wert von 1430° ist deshalb unrichtig, da er die Reflexion im Vergleich mit der Absorption vernachlässigte und Lummer und Pringsheims Wert für die Transmission der Kerzenflamme zu 80 Proz. annahm, während ich dafür bei Acetylen 96 Proz. fand, und es ist wahrscheinlich, dass dieser Wert auch für die Kerzenflamme gilt. Da auch in Berücksichtigung gezogen werden muss, dass die Flamme als Zerstreuungslinse wirkt, so erhält man einen Wert der scheinbaren Absorption von 2—3 Proz., d. h., all dies ergiebt Kurlbaums Wert um 40—120° zu niedrig.

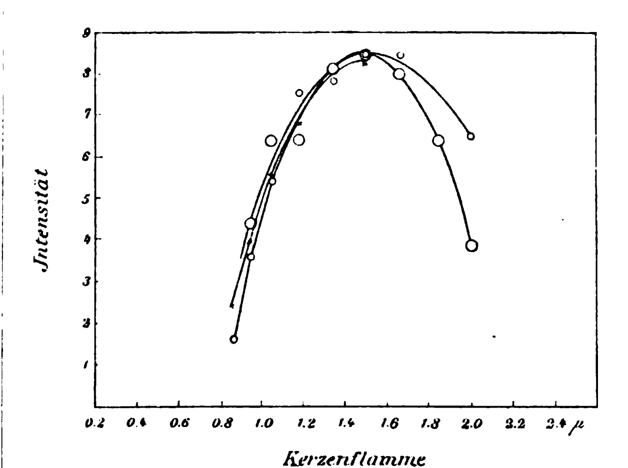


Fig. 3.

Hätte Nichols die Gasflamme auch im Centrum des leuchtenden Teils anstatt am Rande gemessen, so hätte er jedenfalls einen um 15—20° geringeren Wert gefunden. Mein Wert von 1750° ist also in guter Übereinstimmung mit Nichols' Wert von 1780° und der Wert 1550° für die Kerzenflamme fast so genau wie die Beobachtungsmethode und die Bestimmung des Maximums der Energieverteilungskurve es erwarten lässt.

Die obigen Versuche zeigen also, dass die Änderung in der Wellenlänge des Maximums der Energieverteilungskurve leuchtender Flammen mit der Formel $\lambda_m T = A$ übereinstimmt, wenn A ungefähr gleich 2282 ist.

Physik. Institut d. Cornell-Universität, Juli 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt v. S. Guggenheimer, München.)

(Eingegangen 21. August 1902.)

Untersuchungen über die photographischen Prozesse, I.

Von Karl Schaum und Victor Bellach.

Die Kenntnis von den physikalischen und chemischen Grundlagen der photographischen Prozesse steht in keinem befriedigenden Verhältnis zu der Ausbildung und der Leistungsfähigkeit photographischer Methoden. Ferner entbehren auch die eigenartigen Abweichungen, welche die Schwärzungsgesetze für Bromsilbergelatine von dem Bunsen-Roscoëschen Gesetz zeigen[1]), einer einwandfreien Erklärung.

In der Erwartung, dass eine genaue Kenntnis der Struktur des unentwickelten wie des fertigen Negativs zur Aufklärung wichtiger Fragen beitragen werde, haben wir an der Hand mikroskopischer Untersuchungen die Entstehungs- und Entwicklungsgeschichte der Bromsilbergelatine verfolgt.[2])

Die Struktur des unentwickelten Negativs.

Zunächst sind wir der Frage näher getreten, welche Veränderungen das Bromsilber der Emulsion während des die Empfindlichkeit in hohem Masse steigernden Reifungsprozesses erleidet. Seitdem der kürzlich verstorbene hochverdiente Forscher R. L. Maddox[1]) die Herstellung der Gelatinetrockenplatten gelehrt hat, sind zahlreiche Methoden der Reifung beschrieben worden. Auf die Technik der Verfahren kann an dieser Stelle nicht eingegangen werden; der Chemismus des Reifungsprozesses ist wahrscheinlich in allen Fällen der nämliche; als wesentliche Vorgänge kommen, soweit unsere Kenntnisse reichen, folgende Veränderungen in Betracht:

1. Die Kornvergrösserung der Bromsilberpartikel, welche eine Erhöhung der Lichtabsorption und somit eine Steigerung der Lichtempfindlichkeit bedingt.

2. Eine Reduktion des Bromsilbers durch die Gelatine, deren Endprodukt die später durch Belichtung eintretende Reduktion verstärken muss.[2])

Fig. 1 nach dem Mischen. Fig. 3 Anfangsstadium. Fig. 5 nach dem Mischen.

Székely-Emulsion. Apollo-Emulsion. Edersche Emulsion.

Fig. 2 nach 2 st. Reifen. Fig. 4. Gereifte Emulsion. Fig. 6 nach 1/4 st. Reifen.

Im folgenden soll zunächst der erste Punkt, die Kornvergrösserung, besprochen werden. Diese Kornvergrösserung hat ihre Ursache in der höheren Löslichkeit kleinerer Partikel im Vergleich zu grösseren; die nach dem Mischen wegen der äusserst feinen Verteilung des Bromsilbers nur schwache Opaleszenz zeigende Emulsion nimmt infolge der Kornvergrösserung mit der Zeit an Undurchsichtigkeit ganz erheblich zu, und es ist ersichtlich, dass höhere Temperatur sowie Zusätze von Elektrolyten, welche

1) Vgl. E. Englisch, Das Schwärzungsgesetz für Bromsilbergelatine, Halle a. S., W. Knapp, 1901.

2) Die ältere Litteratur über Negativstruktur etc. wird in der demnächst erscheinenden Dissertation des Herrn V. Bellach zusammengestellt und diskutiert. In der vorliegenden Abhandlung können mit Rücksicht auf den zur Verfügung stehenden Raum nur die wichtigsten Litteraturnachweise gegeben werden.

1) Brit. Journ. of Phot. 18, 422, 1871. Phot. Corresp. 11, 124, 1874.

2) Zur Richtigstellung einer früheren Angabe (diese Zeitschrift 2, 537, 1901) sei bemerkt, dass sich die Empfindlichkeit von Bromsilbergelatine durch Behandeln mit Oxydationsmitteln in der That wesentlich herabsetzen lässt.

die Löslichkeit des Bromsilbers erhöhen, den geschilderten Vorgang beschleunigen müssen.

Um eine Vorstellung von dem Betrag der Kornvergrösserung zu erhalten, haben wir Emulsionsproben aus verschiedenen Reifungsstadien mikroskopisch untersucht.[1]) Die Präparate wurden in der Weise hergestellt, dass die (eventuell unter Wasserzusatz) bei gelinder Wärme geschmolzenen Emulsionsproben auf einem angewärmten Objektträger durch vorsichtiges Aufdrücken eines Deckglases in sehr geringer Schichtdicke ausgebreitet wurden.

Die Frage, ob lange Belichtung das Aussehen des Bromsilberkornes wesentlich beeinträchtige, konnten wir nach Vergleichen sehr lang belichteter und völlig unbelichteter Proben bei Rotlicht unter dem Mikroskop verneinen.[2])

Fig. 1 zeigt das Korn einer selbstbereiteten Székely-Emulsion[3]) direkt nach dem Mischen, Fig. 2 dasselbe nach zweistündigem Reifen. Fig. 3 giebt ein Bild der Apollo-Emulsion im Anfangsstadium, Fig. 4 das Korn der gereiften Rapid-Emulsion; Fig. 5 und 6 geben ein Bild von der Ederschen Silberoxydammoniak-Emulsion[4]) nach dem Mischen und nach 1/4 stündigem Reifen.

Die Aufnahmen erfolgten mit einem mikrophotographischen Apparat (horizontaler Anordnung) der Firma Zeiss unter Anwendung der homogenen Immersion (Äquivalent-Brennweite 2,0 mm) Projektionsokular Nr. 4. Als Lichtquelle diente Auerlicht. Die Vergrösserung war 1200fach linear. Bei Anwendung kleiner Aperturen, wie sie zu obigen Aufnahmen verwendet worden sind, erhält man grössere Schärfe, aber stark sichtbare Beugungsringe; grössere Aperturen geben wenig scharfe Bilder. Aus Fig. 2 lässt sich ersehen, dass die Kornform in höheren Reifungsstadien nicht ausschliesslich eine kugelige ist, sondern dass auch polygonale, meist dreieckige Gebilde mit abgerundeten Ecken auftreten. Ob diese Erscheinung auf einem teilweisen Krystallinischwerden des zunächst amorphen Bromsilbers oder auf einer eigentümlichen Zusammenlagerung mehrerer Körner beruht, haben wir noch nicht mit Sicherheit feststellen können. Alle diese Beobachtungen haben wir auch an Schleussnerschen Emulsionen gemacht.

Die Flächenausdehnung der Bromsilberkörner bestimmten wir durch Umreissen ihres Bildes in einem mikroskopischen Zeichenapparat bei grösserer Apertur auf Millimeterpapier und Ausmessen der Bildfläche. Auf diese Weise stellten wir fest, dass die mittlere Korngrösse einer Székely-Emulsion

nach dem Mischen	.	0,72 μ^2
nach 2stünd. Reifen	.	5,9 μ^2

betrug.

Eine nach Eder hergestellte Silberoxydammoniak-Emulsion zeigte die Grössenänderung 1,2 bis 8,1 μ^2.

Drei Proben der Apollo-Emulsion ergaben folgende Werte:

sehr unempfindlich	.	1,5 μ^2
unempfindlich	. . .	3,3 μ^2
hochempfindlich	. .	9,0 μ^2.

Alle angegebenen Zahlen sind Mittelwerte aus mindestens 15 Messungen. Die Anfangswerte der Flächenausdehnung werden natürlich sehr davon abhängen, wie schnell nach dem Mischen die Messung vorgenommen wird.

Während des Reifungsvorganges findet also eine planare Vergrösserung des Bromsilberkornes um das 7—8fache statt.

Dieses Ergebnis stimmt mit den älteren Beobachtungen von Eder[1]), welcher eine lineare Kornvergrösserung von 0,0008 bis 0,003 mm während fünftägigen Reifens beobachtete, gut überein.

Es sei noch bemerkt, dass beim Austrocknen der Schicht eine Kornverkleinerung des Bromsilbers stattzufinden scheint (Abgabe des im amorphen Bromsilber gelösten Wassers).

Die Empfindlichkeit der photographischen Schicht wird nun nicht nur von der Korngrösse und dem eventuellen Betrag der Reduktion abhängig sein, sondern auch von der Schichtdicke sowie von dem Verhältnis der Menge des Bromsilbers zur Gelatine. Um letzteren Punkt einstweilen kurz zu berühren, sei angeführt, dass nach unseren Messungen die Zahl der Bromsilberkörner in der obersten Schicht des Negativs im Mittel 27×10^4 pro 1 mm² beträgt (gezählt bei 860facher Vergrösserung).

Messung der Schichtdicke unentwickelter Negative.

Die Dickenmessung der Negativschicht erfolgte mit dem Zeiss-Abbeschen Dickenmesser. Kleine Plattenstücke wurden auf der Rückseite sorgfältig gesäubert und sodann mit einem Tropfen Wasser auf der justierten Glasplatte des Apparates befestigt. Nach der ersten Einstellung des Fühlhebels wurde an der Berührungsstelle die Schicht mit einem scharfen Messer von dem Glase abgekratzt. Bei dieser Operation darf sich das Plattenstück nicht im geringsten verschieben, da die Glasplatten durchaus nicht planparallel sind.

1) Den Firmen Unger & Hoffmann (Dresden) sowie Schleussner (Frankfurt) sind wir für die liebenswürdige Überlassung von Emulsionsproben zu grossem Dank verpflichtet.
2) Vgl. auch Kaiserling, Phot. Mitt. 1898. Heft 1 und 2.
3) Vgl. J. Schnauss, Rezept. Taschenbuch f. Phot. 1883, 5.
4) Eder, Handbuch 3, 208, 1890.

1) Nach Eders Handbuch 3, Heft 1, 56, 101, 1902.



In der folgenden Tabelle sind die Mittelwerte der Schichtdicke (aus 30 und mehr Einzelmessungen an Stücken verschiedener Platten in einem trocknen, gleichmässig temperierten Raum ermittelt) für eine grössere Anzahl von Negativsorten ausgeführt:

Ertee Diapositiv	0,0138
Apollo photomechanisch	0,0145
Apollo Diapositiv	0,0163
Sachs Trockenplatte	0,0176
Schippang u. Wehenkel	0,0179
Schleussner Moment	0,0196
Lomberg Trockenplatte	0,0198
Perutz Trockenplatte	0,0211
Schleussner Normal	0,0225
Anilin-Aktien	0,0245
Apollo Rapid	0,0266
Steinschneider	0,0273
Hertzka	0,0281
Monopol	0,0311
Westendorp u. Wehner	0,0339
Isolar orthochromat.	0,0467
Perutz orthochromat.	0,0522

Die Dicke der Bromsilbergelatine-Schicht ist also verschieden, je nach dem Zwecke, für welchen die Platte dienen soll; doch existieren auch Unterschiede bei verschiedenen Fabrikaten, welche für ein und dieselbe Kategorie von Aufnahmen bestimmt sind.

Die Struktur des entwickelten und fixierten Negativs.

Die Undurchsichtigkeit (Opazität), d. h. das Verhältnis des auffallenden Lichtes zum durchgelassenen Licht, also die Grösse $U = \frac{La}{Ld}$, wird wesentlich durch die Zahl, die Grösse und die Verteilung der Silberkörner in der Volumeinheit der Schicht bedingt. Mit „Volumeinheit" ist ein Prisma bezeichnet, dessen Höhe gleich der Schichtdicke und dessen Basis gleich einer bestimmten Flächeneinheit ist. Wenn auch schon zahlreiche Beschreibungen der Gestalt, der Grösse, der Verteilung etc. der Silberpartikel gegeben worden sind, so hat es doch an einer systematischen Untersuchung dieser Verhältnisse bisher gefehlt.

Zunächst war festzustellen, ob die Grösse der Silberkörner völlig oder doch innerhalb weiter Grenzen konstant ist, wie von vielen Forschern angegeben wird. Ferner war zu untersuchen, in welcher Weise die Silberkornzahl in der Flächen- sowie in der Volumeinheit der Schicht abhängig ist von der Belichtungs- und der Entwicklungsdauer.

Für die folgenden Untersuchungen wurden, falls nicht anders angegeben, Schleussnersche Normalplatten angewandt. Die Belichtung der untersuchten Plattenstücke erfolgte mit der deutschen Vereins-Paraffinkerze stets unter denselben Versuchsbedingungen. Entwickelt wurde mit einem Eisenoxalat-Entwickler konstanter Zusammensetzung.[1])

Wegen der nicht völlig gleichmässigen Beschaffenheit von Platten ein und derselben Marke, sowie wegen der Temperaturschwankungen im Entwicklungsraum etc. sind nur die Versuchsergebnisse jeder einzelnen Beobachtungsreihe unter sich vergleichbar.

Zählungen der Silberkörner in der Flächeneinheit der Schicht.

Untersucht man ein fertiges Negativstück unter dem Mikroskop, so beobachtet man beim Senken des Tubus zunächst eine kornarme Schicht mit kleinen Partikeln; dieselbe Erscheinung zeigt sich auch beim unentwickelten Negativ und ist wahrscheinlich durch Sedimentation verursacht. Beim weiteren Senken des Tubus beobachtet man am Negativ eine sehr kornreiche Schicht mit grossen Silberpartikeln, sodann folgen Schichten, welche weniger und kleinere Körner enthalten.

Zur Zählung in der Flächeneinheit wurde die oberste kornreiche Schicht der mit Eisenoxalat hervorgerufenen, neutral fixierten Plattenstücke bei 141 facher Vergrösserung photographiert. Die Celloidin- oder Protalbin-Kopien der Negative wurden unter einem in cm^2 geteilten Raster nochmals belichtet (vgl. Fig. 7). Innerhalb der einzelnen Quadrate wurden die Silberkörner gezählt, wobei jedes gezählte Korn, um Irrtümer zu vermeiden, mit einer Präpariernadel durchstochen wurde. Die sich für 1 mm^2 der Negativschicht ergebenden Werte sind in den Tabellen I und II zusammengestellt. Die angegebenen Zahlen sind die Mittelwerte aus je 10 in verschiedenen Quadraten ausgeführten Zählungen.

Tabelle I.

Verschiedene Belichtungsdauer	Konstante Entwicklungszeit (110 Sek.)	
Belichtet aus Belichtungsdauer	4 m Kornzahl	6 m Kornzahl
0,5 Sek.	247×10^2	310×10^2
1	292	300
2	262	300
3	292	294
4	282	276
5	278	320
6	292	290
7	306	270
8	298	282
10	322	304

I	II
1) 100 g neutrales Kaliumoxalat	100 g Ferrosulfat
300 cm^3 destill. Wasser	300 cm^3 destill. Wasser

3 Teile I + 3 Teile II ohne Bromkalium.

(Nach Precht, Archiv für wissensch. Phot. 1, 58, 1899. Schellen, Diss. Rostock 1898).

Tabelle II.

Verschiedene Entwicklungsdauer		Konstante Belichtungszeit (1 Sek.)
Belichtet aus Entwicklungsdauer	3 m Kornzahl	4 m Kornzahl
30 Sek.	255×10^2	266×10^2
40	293	258
50	280	294
60	308	294
70	310	282
80	354	—
90	349	296

Die Zahl der Silberkörner in der Flächeneinheit der Negativschicht ist also innerhalb weiter Grenzen unabhängig von der Belichtungszeit und der Entwicklungsdauer. Die Zunahme in Tab. II ist wohl nur zufällig. Die Zahlenwerte gelten natürlich nur für 141fache Vergrösserung. Die angewandten Entwicklungszeiten genügen demnach, um diejenigen Bromsilberkörner, welche durch den zur Einwirkung gelangten photochemischen Affekt entwicklungsfähig gemacht worden sind, bis zur mikroskopischen Sichtbarkeit bei 141facher Vergrösserung hervorzurufen. Die Undurchsichtigkeiten der untersuchten Plattenstücke lagen zwischen 1,28 und 1,64 (gemessen mit dem Glanschen Spektrophotometer). Negative mit grösseren Opazitäten erwiesen sich wegen der Verwachsung der Silberkörner nicht geeignet für Kornzählungen etc. (Fig. 8).

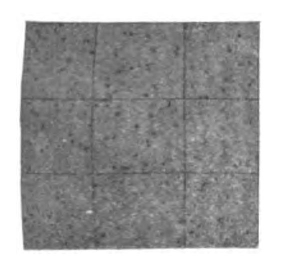


Fig. 7.

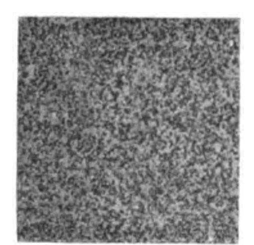


Fig. 8.

Über das Verhältnis zwischen der Kornzahl im fertigen Negativ und der Zahl der Bromsilberkörner in der unentwickelten Schicht wird später berichtet werden.

Zählungen der Silberkörner in der Volumeinheit der Schicht.

Mit Hilfe eines Okularnetzmikrometers wurde (bei 870facher Vergrösserung) die Zahl der Silberpartikel in der Volumeinheit der Schicht mit der Basis = 1 mm² bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Tabellen III und IV niedergelegt.

Tabelle III.

Verschiedene Belichtungsdauer		Konstante Entwicklungszeit (110 Sek.)
Belichtet aus Belichtungsdauer	4 m Kornzahl	6 m Kornzahl
0,5	193×10^3	198×10^3
1	222	197
2	205	241
3	221	221
4	221	221
5	223	242
6	220	216
7	196	213
8	230	244
10	209	238

Tabelle IV.

Verschiedene Entwicklungsdauer		Konstante Belichtungszeit (1 Sek.)
Belichtet aus Entwicklungsdauer	3 m Kornzahl	4 m Kornzahl
30	106×10^3	113×10^3
40	143	172
50	151	168
60	172	183
70	158	216
80	182	245
90	232	247
100	227	219

Bei konstanter Entwicklungszeit ist also die Kornzahl auch in der Volumeinheit konstant, während sie bei variabler Entwicklungsdauer unverkennbar mit dieser wächst. Mit den von Abegg[1]) ermittelten Silberkornzahlen, welche zwischen 160×10^3 und 602×10^3 liegen, stimmen unsere Zählungen überein.

Es mag an dieser Stelle besonders betont werden, dass jedes Silberpartikelchen des Negativs, wie unsere Versuche aufs neue beweisen, einem an der nämlichen Stelle in der unentwickelten Schicht vorhanden gewesenen Bromsilberkorn entspricht. Eine Abscheidung von metallischem Silber beim Entwicklungsvorgang findet also bei normaler Entwicklungsdauer nur an Bromsilberkörnern, und zwar nur an solchen statt, welche durch den photochemischen Affekt entwicklungsfähig gemacht worden sind. Eine freiwillige Abscheidung von Silberkörnern im Bindemittel findet bei der Entwicklung von Bromsilbergelatine nicht statt.

1) Archiv für wissensch. Phot. 1, 109, 1899.

Marburg a. L., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 9. September 1902.)

Notiz über Magnetisierung kubischer Krystalle.

Von S. Sano.[1])

P. Weiss[2]) hat experimentell bewiesen, dass die Magnetisierung von Magnetitkrystallen von der Richtung der Magnetkraft abhängt; Voigt[3]) und Wallerant[4]) haben dann auf Grund von Weiss' experimentellen Resultaten gewisse theoretische Diskussionen veröffentlicht. Diese Theorien lassen sich eigentlich nur auf Substanzen ohne magnetische Hysterese anwenden. In vorliegender Arbeit wird gleichfalls angenommen, dass diese Wirkung zu vernachlässigen ist.

Unter erwähnter Voraussetzung können wir setzen:

$$A\,d\alpha + B\,d\beta + C\,d\gamma = d\varphi,$$

wo A, B, C und α, β, γ die Komponenten bezw. der Magnetisierungsintensität und der Magnetkraft sind.

Man kann leicht zeigen, dass in Krystallen, die zum Holohedrismus, enantiomorphen Hemihedrismus und hemimorphen Hemihedrismus gehören, φ nur den Bedingungen:

$$\varphi(\alpha, \beta, \gamma) = \varphi(\alpha, -\gamma, \beta) = \varphi(\gamma, \beta, -\alpha)$$

zu genügen hat, wenn die Koordinaten den Quaternärachsen parallel angenommen sind. Diese Gleichungen ergeben:

$$\varphi(\alpha,\beta,\gamma) = M_1 + \alpha\beta\gamma(\beta^2-\gamma^2)(\gamma^2-\alpha^2)(\alpha^2-\beta^2)M_2,$$

wo M_1 und M_2 symmetrische Funktionen von α^2, β^2, γ^2 sind. Wir können daher schreiben:

$$\begin{aligned}\varphi(\alpha,\beta,\gamma) = {} & f_1(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2, \beta^2\gamma^2+\gamma^2\alpha^2+\alpha^2\beta^2, \alpha^2\beta^2\gamma^2) + \alpha\beta\gamma(\beta^2-\gamma^2)(\gamma^2-\alpha^2)(\alpha^2 \\ & -\beta^2) f_2(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2, \beta^2\gamma^2+\gamma^2\alpha^2+\alpha^2\beta^2, \alpha^2\beta^2\gamma^2) \\ = {} & F_1(\alpha^2+\beta^2+\gamma^2, \alpha^4+\beta^4+\gamma^4, \alpha^2\beta^2\gamma^2) \\ & + \alpha\beta\gamma(\beta^2-\gamma^2)(\gamma^2-\alpha^2)(\alpha^2-\beta^2)F_2 \\ & (\alpha^2+\beta^2+\gamma^2, \alpha^4+\beta^4+\gamma^4, \alpha^2\beta^2\gamma^2).\end{aligned}$$

Es mögen l, m, n die Richtungskosinus und H die Grösse der Magnetkraft bedeuten. Wenn man dann setzt:

$$\begin{aligned}\varphi(\alpha,\beta,\gamma) = {} & \varphi_1(l^4+m^4+n^4, l^2m^2n^2, H) + lmn \\ & (m^2-n^2)(n^2-l^2)\times(l^2-m^2) \\ & \times\psi_2(l^4+m^4+n^4, l^2m^2n^2, H).\end{aligned}$$

erhält man

$$lA + mB + nC = \frac{\partial\psi_1}{\partial H} + lmn(m^2-n^2)(n^2-l^2)(l^2-m^2)\frac{\partial\psi_2}{\partial H}.$$

Es wird also, wenn $\frac{\partial\psi_2}{\partial H}$ nicht verschwindet, in welchem Falle die Magnetkraft zu einer Ternärachse senkrecht, d. h. $l^4+m^4+n^4 = 1/2$ ist, die Magnetisierungsintensität längs der Magnetkraft verschieden sein, wenn auch nur die Richtung der Magnetkraft umgekehrt wird. Doch nach Weiss' Versuchen ist dies für Magnetit nicht der Fall. Wenn es erwiesen ist, dass ψ_2 für einen Krystall der holohedrischen Gruppe nicht verschwindet, folgt schon hieraus, dass die Magnetkraft kein Polarvektor ist.

Voigt beweist, dass die Intensitätskomponente der Magnetisierung längs der Magnetkraft senkrecht zu einer ternären Achse im allgemeinen sehr wenig von der Richtung abhängt im Vergleich mit dem Falle, dass der Vektor entweder senkrecht zu einer Quaternär- oder senkrecht zu einer Binärachse ist. Dies ist mit Weiss' Beobachtungen im Einklang.

Wenn die Intensitätskomponente der Magnetisierung für verschiedene Richtungen konstant bleibt, ist

$$\left[\frac{\partial^2\psi_1}{\partial(l^2m^2n^2)\,\partial H}\right]_{l^4+m^4+n^4=\frac12} = 0,$$

$$\left[\frac{\partial\psi_2}{\partial H}\right]_{l^4+m^4+n^4=\frac12} = 0.$$

Da A, B und C für $H = 0$ nicht unendlich gross werden können, wird aus diesen Bedingungen:

$$\left[\frac{\partial\psi_1}{\partial(l^2m^2n^2)}\right]_{l^4+m^4+n^4=\frac12} = 0,$$

$$[\psi_2]_{l^4+m^4+n^4=\frac12} = 0.$$

Voigt[1]) entwickelt A nach ansteigenden Potenzen von α und H; doch hierdurch wird an Allgemeinheit verloren, wenn gewisse $\beta\gamma^2$ enthaltenden Glieder nicht in denselben Ausdruck eingeführt werden. Wenn die Bedingung gestellt wird, dass keine Hysterese vorhanden ist, verschwinden einige Glieder in diesen Ausdrücken.

Für den Fall, dass die Magnetisierung nicht bedeutend mit der Richtung veränderlich ist, können wir vielleicht mit Vorteil schreiben:

$$\varphi = p_1 + (\alpha^4+\beta^4+\gamma^4)p_2 + \alpha^2\beta^2\gamma^2p_3 + (\alpha^4+\beta^4+\gamma^4)p_4 + \ldots,$$

wo p_1, p_2, p_3 ... Funktionen von H, aber von den Richtungskosinus der Magnetkraft unabhängig sind.

Wenn wir schreiben:

$$\varphi = p_1 + (\alpha^4+\beta^4+\gamma^4)p_2,$$

haben wir einen verhältnismässig einfachen Fall. Doch genügt dies nicht, um einige von Weiss' Hauptresultaten zu umfassen. Wenn p_2 von H unabhängig ist, kommen wir auf den von Wallerant[2]) behandelten Fall, vorausgesetzt, dass die Bedingung, dass

$$A\,d\alpha + B\,d\beta + C\,d\gamma$$

ein vollständiges Differential ist, wieder eingeführt wird.

1) Am 7. Juni 1902 in der Math.-Phys. Gesellschaft zu Tokyo vorgetragen.
2) P. Weiss, Thèses prés. à la Fac. d. Sc. de Paris, 1896; Journal de Physique (3) **5**, 435 1896.
3) Gött. Nachr. S. 331, 1900.
4) Comptes Rendus **133**, 630, 1900.

1) Loc. cit.
2) Loc. cit.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 3. August 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 13[1]: A. Maresca, Über die Energie, welche von der oszillierenden Entladung eines Kondensators in leeren Röhren entwickelt wird.

1. Bei dem gegenwärtigen Stande unserer Kenntnisse von der elektrischen Entladung ist es wichtig, die Beziehung mit einiger Genauigkeit zu kennen, welche zwischen der im Funken verausgabten Energie und den Elementen besteht, welche den Entladungskreis zusammensetzen, und zwar für die verschiedenen Verhältnisse des Funkens und des Entladungsweges.

Die Arbeiten von Paalzow[2]), Villari[3]) und G. Wiedemann[4]) geben uns eine qualitative Vorstellung von den in Frage stehenden Vorgängen; die neueren Studien von W. Kaufmann[5]), P. Cardani[6]), Battelli und Magri[7]) gewähren uns keine ausreichenden Daten für die Lösung des Problems. Ich will versuchen, einen neuen Beitrag zu diesem Gegenstande zu liefern. Ich werde mich mit den Entladungen in verdünnter Luft beschäftigen, indem ich einerseits die in den evakuierten Röhren unter verschiedenen Drucken verbrauchte Energie in ihrer Beziehung zu dem Widerstand des übrigen Stromkreises messe, und andererseits prüfe, wie die in den Röhren selbst entwickelte Wärme vom Potential der Entladung abhängt.

2. Eine Holtzsche Maschine H (Fig. 1); ladet zwei Batterien von Kondensatoren C_1 und

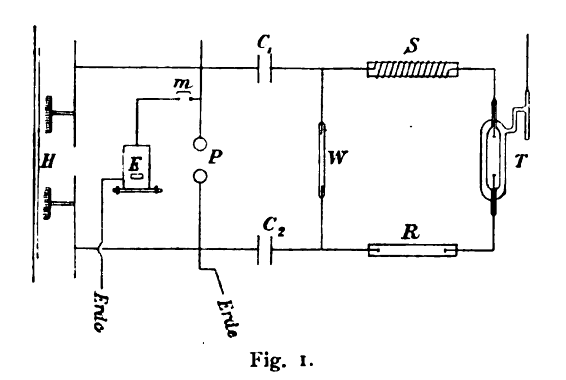


Fig. 1.

C_2; diese sind kaskadenförmig angeordnet; mit ihnen schaltet man in Reihe einen flüssigen, verstellbaren Widerstand R, die Entladungsröhre T und eine Spirale aus Kupferdraht S. So laden sich die Kondensatoren durch die kleine Wassersäule W hindurch; die Entladung geht durch den Hauptfunkenmesser P und durch die leere Röhre T. Der Widerstand R besteht aus einer 23 proz. Lösung von $Zn\,SO_4$ in destilliertem Wasser, die Elektroden sind aus Zink und haben einen Durchmesser von 7,2 cm.

Der Draht der Spirale S hat 4 mm Durchmesser und ist 16 m lang; ich bemerke, dass sein Widerstand gegenüber dem der flüssigen Säule R unbeachtet bleiben darf. Die von den Entladungen durchlaufene Glasröhre ist cylindrisch, 5 cm lang bei einem Durchmesser von 1,5 cm. Zwei in den Röhren A, A' befestigte Drähte tragen die kreisförmigen Elektroden aus Aluminium (Fig. 2). An die Entladungsröhre

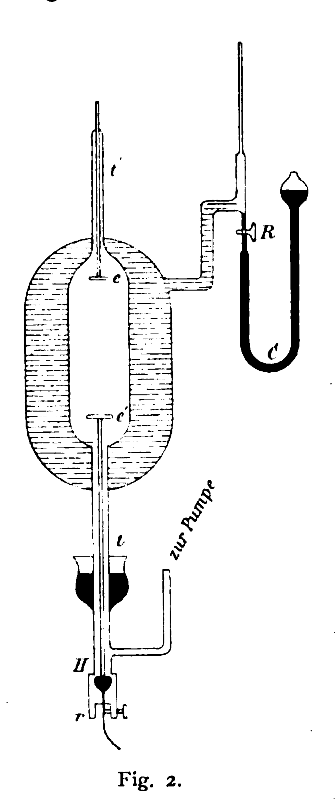


Fig. 2.

ist eine zweite Röhre angelötet, welche an ihrem oberen Teil einen Arm trägt, an dem ein gut kalibriertes Kapillarröhrchen befestigt ist.

Der Raum zwischen den beiden Röhren wird mit Toluol gefüllt; die durch den Durchgang der Entladungen verursachten Verschiebungen des Meniskus liest man mit dem Fernrohr an einer Millimeterskala auf der Kapillarröhre ab. — Das in C befindliche Quecksilber und der Hahn R gestatten, dass man den Meniskus an das unterste Ende der Skala zurückführen kann.

Die Konstante des Kalorimeters, mit kontinuierlichem Strom bestimmt, betrug 0,0127 Joule. —

3. Während einer ersten Reihe von Versuchen hielt ich den Druck in der Röhre konstant und veränderte die Länge der flüssigen

1) No. 12: Diese Zeitschrift **3**, 539, 1902.
2) Pogg. Ann. **127**, 126, 1866.
3) N. Cim. **4**, 49, 161, 1879; **6**, 115, 1879; Atti R. Acc. Lincei **6**, 176, 1882.
4) Pogg. Ann. **158**, 35, 1876.
5) Wied. Ann. **60**, 653, 1897.
6) Nuov. Cim. **11**, 113, 1900; 1, 241, 1901.
7) Atti R. Acc. di Torino (2), **51**, 335. 1902.

Säule R. Ich machte dabei sechs Gruppen von Bestimmungen für jeden Druck und bestimmte die daraus sich ergebenden mittleren Grössen. In 30″ passierten 15 Entladungen die Röhre; ich las die Verschiebungen des Meniskus jede Minute ab und trug Sorge, die wegen des Wärmeaustausches mit der Umgebung gebotenen Verbesserungen anzubringen. Die Resultate der Messungen sind in Tabelle I zusammengestellt.

Tabelle I.

Drucke in der Röhre in mm von Hg	Verschiebungen q des Toluols in der Kapillare f.d. Länge R der Säule von $ZnSO_4$ in cm:					
	6	12	18	24	30	36
120	113	92	85	81	78	74
40	123	113	107	103	100	97
20	120	104	88	80	75	72
3	103	88	72	65	61	58

Die Menge q der in der Röhre entwickelten Wärme und der Widerstand R des übrigen Stromkreises sind durch die Beziehung verbunden:

$$1) \quad \ldots \quad q = A + \frac{B}{R}.$$

In Tabelle II sind die Grössen der Konstanten A, B angegeben; dieselben sind bestimmt nach der Methode der kleinsten Quadrate auf Grundlage der gegebenen Werte von p und R.

Tabelle II.

Drucke in der Röhre in Millimetern von Hg	A	B
120	66,91	304,80
40	91,65	239,20
20	60,47	448,80
3	47,31	414,40

Die beobachteten und die berechneten Grössen sind in Tabelle III einander gegenüber gestellt.

Aus dieser Tabelle geht hervor, dass innerhalb der Grenzen der experimentellen Fehler, für die verschiedenen untersuchten Drucke die Gleichung (1) gilt. Für den Funken bei gewöhnlichem Drucke wurde schon von Kauffmann eine analoge Beziehung sicher gestellt.

4. Bei Prüfung der Wärmeentwickelung in der Röhre in ihrer Abhängigkeit von den Potentialdifferenzen hielt ich die Kapazitäten des Entladungsstromkreises konstant und veränderte die Schlagweiten in P. Der Widerstand R wurde ausgeschaltet und an Stelle von S eine andere Spirale eingesetzt; dann wurden mittels des Kontaktes m (Fig. 1) die Verbindungen mit der Nadel eines auf Volt geeichten Righischen Elektrometers E hergestellt.

In Tabelle IV, in welcher q wie vorher die Verschiebungen des Meniskus für 15 Entladungen, V das Potential in elektrostatischen Einheiten (C. G. S.) bedeutet, sind die Resultate aufgeführt.

Tabelle IV.

$V^2 =$	291,8	410,8	486,4	713,6	908
$V^3 =$	4984	8330	10711	19 078	27 358
Druck von 60 mm					
$q =$	59	80	92	138	166
$\frac{q}{V^2} =$	0,202	0,194	0,191	0,193	0,183
$\frac{q}{V^3} =$	0,0118	0,00960	0,00859	0,00724	0,00606
Druck von 20 mm					
$q =$	61	91	99	143	185
$\frac{q}{V^2} =$	0,209	0,221	0,204	0,200	0,203
$\frac{q}{V^3} =$	0,0122	0,0109	0,00924	0,00749	0,00676
Druck von 5 mm					
$q =$	44	68	79	113	141
$\frac{q}{V^2} =$	0,150	0,165	0,162	0,158	0,155
$\frac{q}{V^3} =$	0,00882	0,00816	0,00737	0,00592	0,00515
Druck von 2 mm					
$q =$	35	55	63	90	102
$\frac{q}{V^2} =$	0,119	0,134	0,129	0,126	0,112
$\frac{q}{V^3} =$	0,00702	0,00660	0,00588	0,00472	0,00373

Man kann also den Schluss ziehen, dass bei steigendem Entladungspotential das Verhältnis der in der Röhre verausgabten Energie zum Quadrat des Potentials selbst merklich konstant bleibt.

5. Für den Funken bei gewöhnlichem Druck fand Kaufmann, dass $\frac{q}{V^3} = const.$ ist. Ich

Tabelle III.

Länge R in Centimeter der eingeschalteten Säule von $Zn\,SO_4$	Druck 120 mm		Druck 40 mm		Druck 20 mm		Druck 3 mm	
	Berechnete Verschiebungen	Beobachtete Verschiebungen	Berechnete Verschiebungen	Beobachtete Verschiebungen	Berechnete Verschiebungen	Beobachtete Verschiebungen	Berechnete Verschiebungen	Beobachtete Verschiebungen
6	117,7	113	131,5	123	134,2	120	116,3	103
12	93,2	92	111,5	113	98,8	104	81,8	88
18	83,8	85	104,9	107	85,4	88	70,3	72
24	79,6	81	101,6	103	79,1	80	64,6	65
30	77,1	78	99,6	100	75,4	75	61,1	61
26	75,3	74	98,3	97	72,9	72	58,8	58

nahm die Versuche wieder auf und verwendete dabei ein anderes Kalorimeter, das sich auf das Prinzip des vorhergehenden (Fig. 3) gründet;

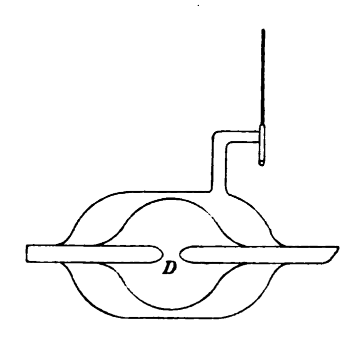


Fig. 3.

ich schaltete dasselbe an Stelle der Röhre T in den Entladungskreis ein. Die Entfernung D blieb stets konstant; P wurde wie gewöhnlich verändert. Ich bringe die Resultate in der Tabelle V.

Tabelle V.

q	V^2	V^3	$\frac{q}{V^2}$	$\frac{q}{V^3}$
32	1074	35195	0,0298	0,000909
42	1343	49207	0,0313	0,000853
48	1574	62456	0,0305	0,000768
58	1833	78489	0,0316	0,000739

Man kann sehen, dass obwohl die Beziehung zwischen der Wärmeentwickelung im Funken und dem Entladungspotential keiner der gemachten Annahmen genau folgt, dieselbe doch mit grösster Annäherung der Gleichung $\frac{q}{V^2} = const.$ entspricht.

6. Mit der auf Fig. 1 veranschaulichten Anordnung konnte ich ferner bei geeignetem Wechsel der Spiralen S feststellen, dass bei verschiedenen Oszillationsperioden der Entladungen die in der Röhre verbrauchte Energie mit Abnahme des Druckes bis zur Erreichung eines Maximums ansteigt, das unter den Bedingungen meiner Versuche 24 mm Hg entsprach, und dann mit steigender Verdünnung allmählich abnimmt.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 3. Juli 1902.)

Über eine Methode zur Untersuchung der Leitfähigkeit von Gasen.

Von F. Harms.

Vor einiger Zeit wiesen fast gleichzeitig H. Geitel[1]) und C. T. R. Wilson[2]) nach, dass der atmosphärischen Luft, auch wenn sie sorgfältig staubfrei gemacht ist und radioaktive Substanzen und dergl. ferngehalten werden, stets eine geringe eigene Leitfähigkeit zukommt. Da bei den benutzten Methoden eine gewisse Schwierigkeit für absolute Messungen in der Bestimmung der Kapazität der dabei verwandten Elektroskope lag, so habe ich eine Methode ausgearbeitet, die diese Schwierigkeit beseitigt.

Sie beruht, wie die Methoden von Geitel und Wilson, auf der Bestimmung der Entladungskurve eines in dem zu untersuchenden Gase isoliert aufgestellten geladenen Körpers. Benutzt man nun den Kunstgriff, diesen Körper nur im Augenblick der Messung mit dem Messinstrument zu verbinden, so spielt die Isolation des Messinstruments nur eine ganz unwesentliche Rolle, und man braucht nur den geladenen Körper selbst gut zu isolieren. Zugleich hat man den Vorteil, dass man einen Körper verwenden kann, dessen Kapazität sich aus seinen geometrischen Dimensionen ohne weiteres berechnen lässt.

Dieser Körper war eine an einem Glasfaden aufgehängte geschwärzte Messingkugel; sie wurde durch Anschalten an eine Akkumulatorenbatterie auf ein bestimmtes Potential geladen, der verbindende Draht entfernt und die Kugel nach einer gemessenen Zeit mit einem Elektrometer[3]) verbunden. Wie ich mich durch Änderung des ladenden Potentials überzeugte, war der Ausschlag des Elektrometers der auf der Kugel vorhandenen Elektrizitätsmenge proportional.[4]) Durch die Verbindung mit dem Elektrometer wird natürlich das Potential der Kugel so weit erniedrigt, dass man diese Operation nicht wiederholen kann, man lädt dann einfach die Kugel wieder auf das ursprüngliche Potential und verbindet sie nach einer anderen Zeit mit dem Elektrometer. Da der Elektrizitätsverlust der Kugel nach wenigen Minuten gut messbar ist, so hält dieser Umstand die Messung nicht wesentlich auf.

Wichtig ist, dass die Schaltvorrichtungen so eingerichtet werden, dass ins Elektrometer fremde Elektrizitätsmengen nicht gelangen können, und dass Rückstandsbildungen unschädlich gemacht werden. Dazu ist erforderlich, dass die zum Elektrometer führende Leitung auf Isola-

1) Diese Zeitschr. **2**, 116, 1900.

2) Proc. Roy. Soc. **68**, 151, 1901.

3) Ich benutzte ein Quadrantenelektrometer nach Elster und Geitel von Günther in Braunschweig, das wegen der vorzüglichen Isolation sehr bequem war.

4) Vergl. weiter unten Tab. 1.

toren ruht, die auf zur Erde abgeleiteten Metallblechen befestigt sind, und dass Isolatoren, die mit der zum Laden der Kugel dienenden Hochspannungsleitung in Berührung gewesen sind, möglichst nicht mit der Elektrometerleitung in Berührung kommen. So war es mir z. B. unmöglich, übereinstimmende Resultate zu bekommen, als ich an dem Umschalter einen Quecksilbernapf in Paraffin angebracht hatte, der beim Laden der Kugel auf 70 Volt geladen wurde und später mit zur Verbindung von Kugel und Elektrometer diente. Ich habe diese Schwierigkeiten nach vielem Ausprobieren schliesslich folgendermassen überwunden [1]):

Auf eine zur Erde abgeleitete Messingplatte (*A*) (Fig. 1) sind zwei Messingröhrchen (5 cm hoch, 2,5 weit) gelötet (*BB* und *CC*). Im Innern des Rohrs *B* steht auf einem Schellackstäbchen der eiserne Quecksilbernapf *E*. Dieser ist dauernd mit einem Quadrantenpaar des Elektrometers verbunden.

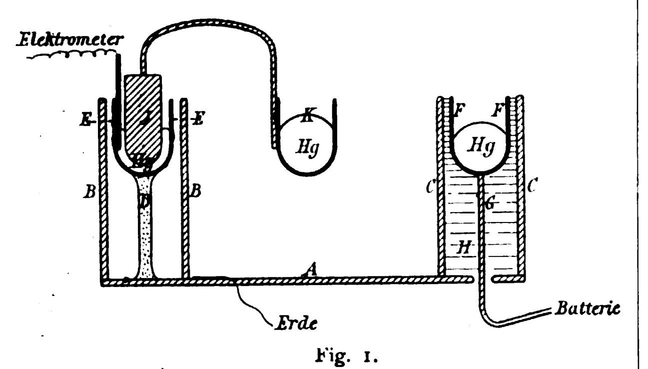


Fig. 1.

In dem Rohr *C* befindet sich in Paraffin (*H*) eingegossen der Quecksilbernapf *F*, durch den Draht *G* dauernd mit der Batterie verbunden. Ausserdem ist auf *A* noch ein mit *A* leitend verbundener Quecksilbernapf *L* befestigt (in der Fig. 1 nicht gezeichnet), der zur Verbindung des El. mit der Erde dient. In die beiden Quecksilbernäpfe passt ein massives Eisenstück *J*, das an einem Bügel den Quecksilbernapf *K* trägt; dieser dient zur Verbindung des Elektrometers mit der Kugel. Die Verbindung wird hergestellt durch einen Draht, der in einem seitlichen Tubus der Glasglocke drehbar befestigt ist; innen und aussen ist dieser Draht rechtwinklig umgebogen, so dass, wenn das eine Ende die Kugel berührt, das andere in den Quecksilbernapf *K* eintaucht. Je nachdem nun das Eisenstück *J* in *E* oder in *F* gesetzt wird, ist die Kugel mit dem Elektrometer oder mit der Batterie verbunden. Der Verbindungsdraht ist mit Paraffin [1]) in ein Messingröhrchen eingekittet, das sich in einem weiteren, in den Tubus der Glasglocke eingekitteten Messingrohr mit sanfter Reibung drehen lässt; dieses äussere Rohr ist zur Erde abgeleitet. Wird der Verbindungsdraht nicht zur Verbindung gebraucht, so dreht man ihn so, dass er an der mit zur Erde abgeleitetem Drahtnetz bekleideten Innenwand der Glasglocke anliegt; dadurch wird ein eventuell auftretender Rückstand unschädlich gemacht.

Es bleibt noch die Isolation der Kugel zu erwähnen. Die Hohlkugel war in der Richtung eines Durchmessers durchbohrt, die untere Öffnung etwas weiter als die obere. Ein Glasfaden (*f*) wurde an einem Ende zu einer kleinen Kugel zusammengeschmolzen, die durch die obere Öffnung der Kugel gerade nicht hindurch ging (Fig. 2); das andere Ende des paraffinierten Glasfadens wurde mit Siegellack an einem starken Messingdraht (*d*) befestigt, der von einem Glasrohr (*g*) umschlossen wurde. Der Messingdraht wurde von einer Klemme (*s*) gehalten, die Vertikalverschiebungen der Kugel auszuführen gestattete. Nach dem Verfahren von Wilson [2]) kann man diesen Draht auf das Potential der Kugel laden, um Isolations-

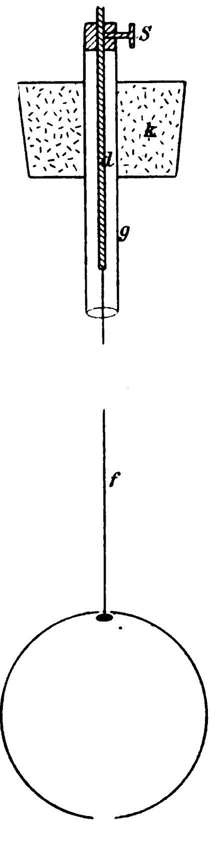


Fig. 2.

1) Ich beschreibe diese Anordnung so genau, weil von der zweckmässigen Einrichtung der Schaltvorrichtungen die Brauchbarkeit der Methode abhängt, und weil ich glaube, dass diese Methode vielfacher Anwendungen fähig ist; nämlich überall dort, wo es sich um die Messung geringer Elektrizitätsmengen handelt.

1) Hier ist die einzige Stelle, an der schädliche Rückstandsbildung auftreten könnte.

2) C. T. R. Wilson, Proc. Roy. Soc. 68, 151, 1901.

fehler des Glasfadens unschädlich zu machen. Ich habe aber nie einen Unterschied des Ausschlages bemerkt, ob der Draht auf das Potential der Kugel geladen oder zur Erde abgeleitet war; immerhin ist hier ein bequemes Verfahren gegeben, die Isolation des Aufhängefadens zu prüfen. Mittels des Glasrohrs (g) ist die Aufhängevorrichtung in einen Kork (k) eingesetzt, der die Glasglocke luftdicht abschliesst.

Beim Versuch verfährt man folgendermassen: Das Elektrometer ist durch die Quecksilbernäpfe E und L mit der Erde verbunden. Der Bügel JK liegt in F mit der Batterie verbunden. Während alles andere mit der Erde verbunden bleibt, wird der Verbindungsdraht so gedreht, dass die Kugel mit K verbunden ist; zur Zeit o wird der Verbindungsdraht zurückgedreht und mit der Erde verbunden. Die Kugel ist jetzt zum Potential der Batterie geladen. Nun wird, ohne dass die Erdleitung des Elektrometers aufgehoben wird, der Bügel JK aus F nach E umgesetzt und dann die Erdleitung des Elektrometers aufgehoben. Zur Zeit t wird der Verbindungsdraht wieder so gedreht, dass die Kugel mit K verbunden ist; dadurch wird ihre Ladung dem Elektrometer zugeführt und kann durch den Ausschlag gemessen werden. Es empfiehlt sich, die Kugel mit dem Elektrometer verbunden zu lassen. Alle diese Operationen lassen sich in wenigen Sekunden ausführen.

Es ist nun nicht von vornherein klar, dass die Ausschläge des Elektrometers, den Elektrizitätsmengen, die sich auf der Kugel befinden, proportional sind[1]); thatsächlich sind sie es, wie folgende Tabelle zeigt:

Tabelle 1.

Anfangs-potential der Kugel (V_0)	Ausschlag nach 1 Min. (s)	$\frac{s}{V_0}$	Ausschlag[2]) nach 0 Min. (s')	$\frac{s'}{V_0}$
71 Volt	266	3,75	272	3,83
61	229	3,75	237	3,88
51	192	3,76	200	3,91
43,0	159	3,70	167	3,88
33,4	122	3,66	129	3,86
23,2	82	3,53	89	3,84

Die Tabelle ist so zu verstehen: es wurde eine Kugel vom Radius 2,25 cm auf das Potential V_0 geladen, nach 1 Min. wurde sie mit dem Elektrometer verbunden, das den Ausschlag s angab. Wie die Tabelle zeigt, ist das Verhältnis $s:V$ konstant.

Als Beispiel für die Genauigkeit, die sich mit dieser Methode erreichen lässt, gebe ich folgende Beobachtungsreihe an: ($V_0 = -71$ Volt[3]).

1) Ich werde auf diesen Punkt demnächst noch zurückkommen.

2) Mit Hilfe der Tab. 4 berechnet.

3) Die Elektrizitätsverluste für positive und negative Ladung der Kugel wurden innerhalb der Beobachtungsfehler stets gleich gefunden.

Tabelle 2.

t	s_0	s_1	s_2	s	Differenz gegen den Mittelwert Proz.
1 Min.	510	510	240	270	+1,7
1	510	503	239	264	−0,6
5	510	505	279	226	−0,3
1	510	503	238	265	−0,2
5	510	505	280	225	−0,7
1	510	502	237	265	−0,2
5	510	505	276	229	+1,1
1	510	501	238	263	−0,9
5	509	503	276	227	+0,2
1	509	503	237	266	+0,2
5	510	504	278	226	−0,3
1	508	509	243	266	+0,2
1	504	494	229	265	−0,2
1		Mittel		265,5	
5		Mittel		226,6	

t ist die Zeit, nach der die Kugel mit dem Elektrometer verbunden wurde. s_0 ist die Ruhelage des Elektrometers, s die Einstellung nach Aufhebung der Erdleitung[1]), s_2 die Einstellung nach der Verbindung mit der Kugel, $s = s_1 - s_2$ ist also der Ausschlag. Die Beobachtungen wurden in der angegebenen Reihenfolge nacheinander ausgeführt; die Abweichungen der Einzelwerte vom Mittel zeigen, dass sich eine Genauigkeit von weniger als 1 Proz. erreichen lässt, womit man sich bei diesen ausserordentlich geringen Elektrizitätsmengen wohl begnügen kann.

Ich lasse jetzt Beobachtungen bei verschiedenen Anfangsladungen der Kugel folgen:

Radius der Kugel 2,25 cm.

Volumen der Glasglocke 17000 ccm.

Kapazität der Kugel[2]) 2,62 cm.

V_0 ist das Anfangspotential der Kugel, t die Zeit, nach der sie mit dem Elektrometer verbunden wurde, s der dann erfolgende Ausschlag:

Tabelle 3.

$V_0 = 71$ Volt									
t Min.	1/2	1	2	3	5	7	10	15	20
s	273	266	257	246	230	214	192	149	114

$V_0 = 47,4$							
t	1/2	1	2	3	5	10	15
s	182	177	169	159	141	104	74

$V_0 = 30,8$							
t	1/2	1	2	3	5	10	19
s	121	114	109	101	86	53	8

$V_0 = 15,0$				
t	1/2	1	5	10
s	58,1	53,3	30,7	12,2

Die Zahlen dieser Tabelle sind in der Kurve Fig. 3 vereinigt. Es wurden zunächst die mit

1) Die geringe Differenz ist durch Verschiedenheit beim Umschalten zu erklären; ich habe mich durch künstliche Vergrösserung dieses Ausschlags (bis zu 50 mm) überzeugt, dass die Differenz $s_1 - s_2$ dadurch nicht beeinflusst wird.

2) Die Kapazität der Kugel berechnete ich, indem ich für die zur Erde abgeleitete Innenwand der Glasglocke eine Kugel mit gleichem Volumen einsetzte; da ihr Radius gegen den der Kugel schon ziemlich gross ist, so macht diese Vereinfachung nur einen sehr geringen Fehler in der Kapazität aus.

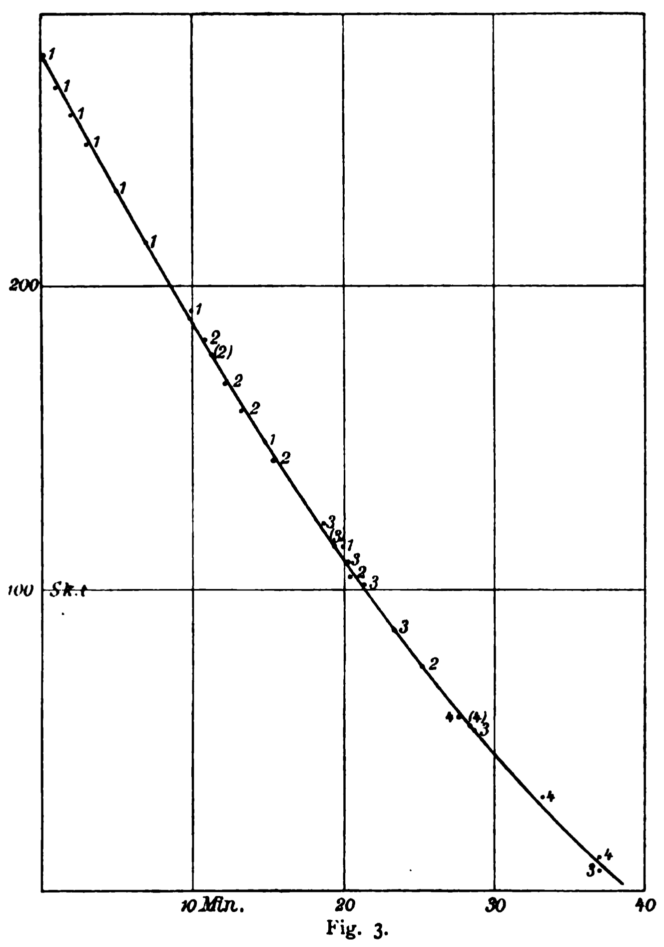


Fig. 3.

der Anfangsladung 71 Volt erhaltenen Ausschläge aufgetragen, durch diese wurde eine Kurve gelegt und auf dieser Kurve der Punkt gesucht, der dem Ausschlag s für 1 Min. bei 47,4 Volt Anfangsladung entsprach; von diesem Punkte an wurden die Zeiten für 47,4 Volt Anfangsladung gezählt. Ebenso wurde bei den beiden anderen Spannungen verfahren; die mit 1, 2, 3, 4 bezeichneten Punkte entsprechen den mit den Anfangsladungen 71; 47,4; 30,8; 15,0 erhaltenen Werten. Wie man sieht, liegen die Punkte anfangs sehr genau auf einer Geraden, die später gegen die t-Achse konvex wird. Wäre im ganzen untersuchten Gebiet Sättigungsstrom vorhanden, so müsste eine gerade Linie resultieren. Ich habe aus der Kurve die Differenzen der Ausschläge für je 5 Min. bestimmt; es ergaben sich die Zahlen:

Tabelle 4.

Intervall Min.	0—5	5—10	10—15	15—20	20—25	25—30	30—35
Differenz Skt.	41	42	40	39	35	30	25
Differenz pro Min.	8,2	8,4	8,0	7,8	7,0	6,0	5,0
mittleres Potential	64 Volt	54	44	34	24	16	8,4

Man sieht, dass die Abnahme des Ausschlags pro Minute etwa dem Grenzwert 8,2 Skalenteilen zustrebt.

Diese Zahlen sind proportional der Stromstärke, die während der betreffenden 5 Min. durch das Gas hindurchging, wenn man den Strom für die 5 Min. konstant setzt; nimmt man dann als elektromotorische Kraft den Mittelwert des Potentials am Anfang und am Ende der 5 Min. an, so ergiebt sich die in Fig. 4 gezeichnete Abhängigkeit der Stromstärke von der elektromotorischen Kraft.

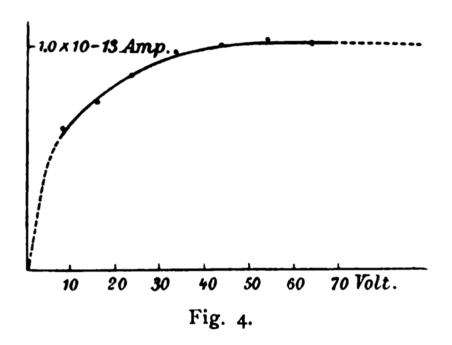


Fig. 4.

Die Stromstärke ist bei einer Ladung der Kugel auf 70 Volt von der elektromotorischen Kraft praktisch unabhängig; ist aber diese Bedingung erfüllt, so werden in jedem Moment soviel Ionen regeneriert, wie verbraucht werden. Nun haben die Versuche ergeben, dass beim Sättigungsstrom in der Minute

$$\frac{8{,}2 \times 2{,}62 \times 71}{274 \quad 300} = 1{,}86 \times 10^{-2} \text{ e. st. E.}$$

von der Kugel verschwinden; das Volumen der Glasglocke beträgt 17000 ccm, also werden in jedem Kubikcentimeter pro Sek. verbraucht:

$$\frac{1{,}86 \times 10^{-2}}{60 \times 17000} = 1{,}80 \times 10^{-8} \text{ e. st. Einh.}$$

Nach J. J. Thomson trägt ein Ion

$6{,}5 \times 10^{-10}$ e. st. Einh.,

es werden also pro Sekunde und Kubikcentimeter in der Luft

$$\frac{1{,}73 \times 10^{-8}}{6{,}5 \times 10^{-10}} = 28 \text{ Ionen}$$

(bei etwa 18°) verbraucht und regeneriert.

Die Luft war getrocknet und durch ein Wattefilter filtriert und hatte mehrere Tage ruhig unter der Glocke gestanden.

C. T. R. Wilson[1]) findet bei 15° C. die Zahlen 14 bezw. 19 $\frac{\text{Ionen}}{\text{Sek.}}$ Wilson erwähnt selbst[2]), dass diese Zahlen wahrscheinlich zu klein sind, weil ein Teil der Ionen durch das Feld, welches von seiner Kontaktvorrichtung und dem „Trägerdraht" gebildet wird, ver-

1) Proc. Roy. Soc. **68**, 151, 1901.
2) l. c. 158.

braucht werden. Ausserdem würden Wilsons Zahlen zu klein ausgefallen sein, wenn der als Isolation verwandte Schwefel nicht völlig isolierte.

Nach Tabelle 2 findet man aus den Beobachtungen bei 1 Min. und 5 Min. die in 1 Sek. zerstreute El. M.

$$\frac{265,5 - 226,6}{4 \times 60} \cdot \frac{2,62 \times 71}{300 \times 274} \text{ e. st. Einh.,}$$

das sind pro Kubikcentimeter 33 Ionen (bei 25^0).

Aus der Beobachtung des Ausschlags nach 1 Min. und nach 5 Min. lässt sich also die Zahl der Ionen mit ziemlicher Genauigkeit feststellen. Wilson berechnete seine Zahlen aus der Abnahme des Ausschlags in 1 Stunde.

Oben hatte ich 28 Ionen bei 18^0 gefunden. Ob dieser Unterschied von der verschiedenen Temperatur herrührt, vermag ich noch nicht zu sagen; immerhin würde man einen positiven Temperaturkoeffizienten erwarten; auch die Abweichung der bei 15^0 ausgeführten Wilsonschen Messung liegt nach der entsprechenden Seite. Eine grössere Anzahl derartiger Beobachtungen (17 an 10 verschiedenen Tagen) lieferte Werte zwischen 27 und 33 bei Temperaturen zwischen 18 und 26^0 C.

Zur weiteren Kontrolle der Methode wurde ein 1,80 m langer Cu-draht isoliert aus dem Fenster gehängt und 2 Stunden lang mit einer kleinen Influenzmaschine auf ca. —8000 Volt geladen. Nach den Beobachtungen von Elster und Geitel[1]) musste der Draht radioaktiv geworden sein; zur Prüfung der Radioaktivität wurde er unter die Glasglocke gebracht und die Leitfähigkeit der Luft bestimmt. Die Ausschläge des Elektrometers waren[2])

Tabelle 5.

	Nach 1 Min.	Nach 5 Min.	Abnahme pro Min.
Vor dem Einbringen des Drahtes	241	213	7,0
Unmittelbar nachher . .	231	165	16,5
Nach $3^1/_2$ Std.	237	205	8,0

Durch den Draht war also die Leitfähigkeit der eingeschlossenen Luft mehr als verdoppelt; nach $3^1/_2$ Std. war der alte Wert fast wieder erreicht. Ähnliche Zahlen wurden mehrfach erhalten.

Auch für andere Zwecke, z. B. die Untersuchung des Hallwachseffekts, auch für die Bestimmung kleiner Kapazitäten, die man mit Kugeln vergleichen könnte, liesse sich die Methode verwerten. Die Benutzung beider Quadrantenpaare ermöglicht eine bequeme Differentialmethode.

1) Diese Zeitschr. 2, 590, 1901.
2) Bei anderer Elektrometerempfindlichkeit.

Würzburg, physikalisches Institut.

(Eingegangen am 16. September 1902.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die physikalischen Ursachen der Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetze.[1])

Von Peter Lebedew (Moskau).

Die Frage nach der Abweichung vom allgemeinen Gravitationsgesetze und nach deren physikalischen Ursachen gehört zu den ältesten Fragen der Astrophysik — sie ist älter als das Newtonsche Gravitationsgesetz selber: vor dreihundert Jahren wurde sie von Kepler aufgeworfen und in einer Weise beantwortet, wie wir sie heute nicht besser beantworten können. In ihrer auffallendsten und zugleich einfachsten Form zeigt sich diese Abweichung vom Newtonschen Gravitationsgesetze bei Kometenschweifen, wo sie als ausgeprägte abstossende Kraft der Sonne auftritt. Die Entwickelung der Anschauungen über die Natur dieser abstossenden Kraft und ihre physikalische Begründung gehört zu den interessantesten Kapiteln der Astrophysik: die innige Verknüpfung einer astrophysikalischen Theorie mit den herrschenden physikalischen Anschauungen und Ergebnissen lässt sich hier im Verlaufe von drei Jahrhunderten verfolgen.)

Kepler (1608) hat die Ansicht ausgesprochen, dass Kometenschweife Ausdünstungen des Kometenkopfes sind, welche sich unabhängig vom Kometenkopfe bewegen und von der Sonne nicht angezogen, sondern abgestossen werden; die physikalische Ursache dieser abstossenden Kraft führte Kepler auf die Sonnenstrahlung zurück: die Emissions-(corpuscular)-theorie des Lichtes war die zu seiner Zeit herrschende Vorstellung von den Lichterscheinungen, aus ihr

1) Vortrag, gehalten bei der Versammlung der Astronomischen Gesellschaft in Göttingen, den 4. August 1902. Vom Verf. mitgeteilt aus den „Vierteljahrschr. d. Astron. Ges.“

1) Ausführliche Zusammenstellungen dieser Entwickelungsgeschichte finden sich bei de Mairan „Traité physique et historique de l'Aurore Boréale“ (Seconde Edition), Paris 1754, und bei F. Zöllner, „Wissenschaftliche Abhandlungen“, zweiter Band, zweiter Teil. Leipzig 1878.

folgte als notwendige mechanische Konsequenz, dass Lichtstrahlen Druckkräfte auf die getroffenen Körper ausüben und hierdurch liess sich die Abstossung der sehr kleinen Dunstkörperchen durch Sonnenstrahlen erklären.

Newton[1]) (1687) hat ausdrücklich hervorgehoben, dass die Keplersche Zurückführung der Abstossung auf Druckkräfte der Strahlung eine annehmbare Erklärungsweise sei, hat sich aber der Keplerschen Auffassung nicht angeschlossen, indem er versuchte, die Abstossung der Kometenschweife seinen Gravitationsgesetzen unterzuordnen und als eine bloss „scheinbare" zu deuten; Newton machte die Hypothese, dass der Weltraum von einem gasförmigen Medium erfüllt sei, welches spezifisch schwerer ist als die Gase der Kometenschweife: diese letzteren erfahren dann einen Auftrieb (nach dem Archimedischen Gesetze) und werden also nur scheinbar von der Sonne abgestossen.

Euler[2]) (1744) hat die Schwierigkeiten, welche die Hypothese Newtons nach sich zog, wohl eingesehen, kehrte zu der Auffassung Keplers zurück und suchte gleichfalls die Abstossung durch Druckkräfte des Lichtes zu erklären: als eifriger Gegner der Emissionstheorie des Lichtes hat Euler[3]) sich aber auf den Standpunkt Huyghens gestellt und angenommen, dass das Licht eine wellenförmige Bewegung mit longitudinalen Verschiebungen im Lichtäther ist; er behandelte die Frage als eine Reihe mechanischer Stösse, welche die auffallenden longitudinalen Wellen auf die getroffenen Körper ausüben und begründete in dieser Weise die Existenz der Druckkräfte des Lichtes.[4])

Um die Mitte des achtzehnten Jahrhunderts, etwa 35 Jahre bevor Cavendish (1789) das Gesetz der Massenanziehung im Laboratorium untersucht hat, haben de Mairan und du Fey[5]) (1754) den ersten Versuch gemacht, die Druckkräfte der Strahlung, welche die Abweichung vom Newtonschen Gravitationsgesetze bedingen sollen, einer direkten experimentellen Prüfung zu unterwerfen; mit bewunderungswürdiger Geschicklichkeit haben de Mairan und du Fey ihre Untersuchung angelegt, sind aber auf Schwierigkeiten (Luftströmungen) gestossen, welche mit den experimentellen Hilfsmitteln des achtzehnten Jahrhunderts nicht überwunden werden konnten, und waren gezwungen, die Frage nach der Existenz der ponderomotorischen Kräfte des Lichtes unbeantwortet zu lassen.

Im neunzehnten Jahrhundert wurde die Aufmerksamkeit auf die Bewegung der Kometen durch die bahnbrechenden Untersuchungen von Olbers geleitet; die abstossende Kraft, welche die Sonne auf Kometenschweife ausübt, stellte Olbers als eine sich aus den Beobachtungen ergebende Thatsache fest; was deren physikalische Begründung anbelangt, so hat Olbers [1]) (1812) sowohl die Ansicht Keplers als auch diejenige Newtons als Hypothesen zurückgewiesen, welche durch Versuche nicht gestützt waren, und in einer sehr vorsichtigen Weise eine neue Vermutung ausgesprochen: „Man kann sich schwerlich enthalten, dabei an etwas unseren elektrischen Anziehungen und Abstossungen Analoges zu denken". Berücksichtigen wir, dass Olbers diese Vermutung aussprach, als die Elektrizitätslehre ihre ersten Triumphe feierte, so lässt sich die Zurückführung auf elektrische Kräfte, deren Gesetze der Fernewirkung aus den direkten Versuchen Coulombs (1785) bereits bekannt waren, leicht begreifen.

Die „elektrische" Theorie Olbers' wurde nunmehr zu der herrschenden: die Eigenschaft der elektrischen Kräfte mit dem Quadrate der Entfernung abzunehmen (welche aber auch den Druckkräften des Lichtes zukommt), genügte Bessel[2]) (1836), eine einfache Theorie der Kometenschweife zu geben und die absolute Grösse der abstossenden Kraft aus der Krümmung des Schweifes zu berechnen; Bredichin[3]) hat durch Ausmessung vieler Kometenschweife die Grösse dieser abstossenden Kraft als charakteristisch für verschiedene Schweifsubstanzen gefunden und ihre Werte (im Vergleiche zur Massenanziehung) zu 0,2, 1,1 und 17,5 ermittelt

Die „elektrische" Theorie Olbers' ist auf zwei Hypothesen gegründet: die erste, dass die Sonne eine konstante elektrische Ladung besitze, und die zweite, dass die einzelnen Moleküle der Schweifgase beim Verlassen des Kometenkopfes elektrische Ladungen bekommen, deren Vorzeichen mit dem der Sonnenladung übereinstimmt. Im Laufe der Jahre hat die physikalische Begründung beider Hypothesen keinen nennenswerten Fortschritt gemacht: die Annahme einer elektrischen Ladung der Sonne konnte nur unter Einschaltung von Hilfshypothesen mit magnetischen Erscheinungen auf der Erde verknüpft werden — es konnte aber weder die absolute Grösse der Sonnenladung, noch ihr Vorzeichen bestimmt werden. Was die Elektrisierung der einzelnen Gasmoleküle

1) J. Newton, Principia philosophiae naturalis mathematica. Lib. III. Londoni 1687.
2) L. Euler, vergl. Zöllner, l. c. S. 525.
3) L. Euler, Histoire de l'Académie Royale de Berlin **2**, 121, 1746.
4) Das Auftreten solcher Druckkräfte im Falle longitudinaler (akustischer) Wellen hat neuerdings Lord Rayleigh (Philos. Magaz. March 1902) behandelt; ihre Existenz wurde bereits viel früher von V. Dvórák, Pogg. Ann. **157**, 42, 1876, für Schallwellen experimentell nachgewiesen.
5) De Mairan, „Traité" ... l. c. S. 371.

1) W. Olbers, Leben und Werke **1**, 331, Berlin 1894.
2) Bessel, Astron. Nachr. **13**, 185, 1836.
3) Th. Bredichin, Annales de l'observ. de Moscou (2) 1, 45, 1886.



unter den Verhältnissen anbelangt, welche der zweiten Hypothese entsprechen, so sind solche Elektrisierungsvorgänge dem Physiker im Laboratorium bisher nicht bekannt geworden.

Um die Annahme einer Elektrisierung der Schweifmaterie zu stützen, wird oft auf die Ähnlichkeit der Leuchterscheinungen in Kometenschweifen und in Geisslerschen Röhren hingewiesen: eine solche Beweisführung ist unzulässig und widerspricht dem Prinzipe der Erhaltung der Energie, demgemäss jede Leuchterscheinung mit Abgabe von Energie verbunden ist und diese bei konstant elektrostatisch geladenen Gasmolekülen ausgeschlossen ist; die Ursache der Leuchterscheinung in Kometenschweifen ist wohl auf die Fluoreszenz stark beleuchteter Gase zurückzuführen, welche durch direkte Versuche von Lommel[1]), Wiedemann und Schmidt[2]) nachgewiesen ist.[3])

Wie schwerwiegende Bedenken sich gegen die elektrischen Hypothesen erheben lassen, hat Zöllner angedeutet: Zöllner (1872), dem die Ausarbeitung der elektrischen Theorie wohl am meisten verdankt, hat sich bereit erklärt[4]), seine Theorie aufzugeben und sich der Keplerschen anzuschliessen, wenn der Beweis für die Existenz der Druckkräfte der Sonnenstrahlung erbracht sein wird.

Die Frage nach dem Vorhandensein der Druckkräfte des Lichtes wurde ganz unabhängig von astronomischen Theorien vor dreissig Jahren von Maxwell[5]) (1873) als Folgerung aus seiner elektromagnetischen Theorie des Lichtes und von Bartoli[6]) (1876) als eine Konsequenz des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik gelöst; diese theoretischen Untersuchungen ergaben übereinstimmend, dass Druckkräfte der Strahlung notwendig existieren müssen und dass sie in einer einfachen Beziehung zu der auf den Körper als Parallelstrahlenbündel pro Sekunde auffallenden Energiemenge (E) und der Lichtgeschwindigkeit (V) stehen. Für einen absorbierenden Körper lautet diese Beziehung:

$$p = \frac{E}{V}.$$

Für Sonnenstrahlung in der Erdentfernung ergiebt das einen Druck von 0,5 Milligrammgewicht pro 1 qm.

1) E. Lommel, Wied. Ann. **19**, 356, 1883.
2) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. **56**, 18, 1895 und **57**, 447, 1896.
3) Ausser den Erscheinungen der Fluoreszenz sind im beleuchteten sehr verdünnten Gase noch Resonanzausstrahlungen möglich, welche für elektromagnetische Resonatoren, die sich im Zuge elektromagnetischer Wellen befinden, sowohl theoretisch als experimentell bereits nachgewiesen sind.
4) F. Zöllner, „Über die Natur der Kometen", S. 198. Leipzig 1872.
5) J. C. Maxwell, Treatise on Electricity and Magnetism, § 792.
6) A. Bartoli, Nuovo Cimento. **15**, 195, 1883

In letzter Zeit ist es mir[1]) sowie Nichols und Hull[2]) gelungen, diesen Druck des Lichtes durch direkte Laboratoriumsversuche nachzuweisen und die Maxwell-Bartolische Beziehung wurde quantativ bestätigt gefunden.

Als diese experimentellen Untersuchungen noch nicht vorlagen, hat bereits Fitzgerald[3]) (1883) die theoretischen Ergebnisse Maxwells auf die Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetze bei der Bewegung der Kometen angewendet, hat aber den prinzipiellen Fehler begangen, seine Resultate auf Gasmoleküle der Schweife ohne weiteres auszudehnen, ohne zu berücksichtigen, dass die Ableitung Maxwells nur für Körper gilt, welche gross sind gegenüber der Wellenlänge der auffallenden Strahlung. Frei von diesem Fehler sind die gleichzeitig von Lodge[4]) und von mir[5]) gemachten Überlegungen über die abstossende Kraft der Sonne und über die Deformation und Auflösung von Kometenköpfen, welche ich[6]) angegeben habe, während neuerdings Arrhenius[7]) bei seiner Theorie der Sonnenkorona diesen Fehler wieder gemacht hat.

Für einen kugelförmigen Körper, dessen Dimensionen gross sind gegenüber den Wellenlängen der Sonnenstrahlung, lässt sich die resultierende Wirkung (F) der Sonne in Einheiten der Gravitationskraft angeben[8])

$$F = 1 - \frac{1}{10.000} \cdot \frac{1}{r\delta},$$

worin r der Radius in Centimeter und δ die Dichte des Körpers (auf Wasser = 1 bezogen) bedeutet.

Hieraus ist ersichtlich, dass für einen Körper, dessen Dimensionen 1 m überschreiten, die Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetze innerhalb der Fehlergrenzen der feinsten astronomischen Beobachtungen verschwinden. Für einen Kometenkopf, der aus einem Meteoritenschwarm solcher Steine besteht, die kleiner sind als 1 cm, kann diese Abweichung bei günstigen Beobachtungsverhältnissen eben nachgewiesen werden; bei noch kleineren Steinchen wird diese Abweichung entsprechend grösser ausfallen. Es lässt sich aber auch umgekehrt die Behauptung aufstellen, dass, wenn keine merkliche Abweichung vom Newtonschen Gesetze vorliegt

1) P. Lebedew, Ann. der Phys. (4) **6**, 433, 1901.
2) F. Nichols and Hull, Physic. Rev. **13**, 307, 1901.
3) Fitzgerald, Proceed. Roy. Soc. Dublin **3**, 344, 1883.
4) O. Lodge, Nature, sept. 1891, p. 454.
5) P. Lebedew, Wied. Ann. **45**, 292, 1892; es war mir leider damals die Arbeit Fitzgeralds entgangen.
6) P. Lebedew, Rapports présentées au Congrès International de Physique à Paris **2**, 133, 1900.
7) S. Arrhenius, Diese Zeitschr. **2**, 81, 1900.
8) Vergl. Wied. Ann. **45**, 294, 1892; auf Körper, die nicht kugelförmig sind, üben die Sonnenstrahlen eine etwas grössere Abstossung aus, da bei ihnen das Verhältnis der Oberfläche zum Volumen ein grösseres ist.

und die Grösse der Unsicherheit der Beobachtungen bekannt ist, sich die untere Grenze für die Grösse der Steine des Kometenkopfes angeben lässt.

Besteht der Kometenkopf aus einem Schwarm hinreichend kleiner Meteorsteine, deren Dimensionen ungleich sind, so wird sich ein solcher Schwarm ununterbrochen deformieren und auflösen, was bei periodisch gewordenen Kometen besonders ausgeprägt auftreten muss. Die Vorausberechnung der Bahn eines solchen Schwarmes in üblicher Weise wird mit den späteren Beobachtungen die grössten Diskrepanzen ergeben; möglicherweise lassen sich hierdurch die eigentümlichen Bewegungserscheinungen der Bieliden erklären.

Für Staubteilchen, deren Dimensionen nach Tausendsteln eines Millimeters gemessen werden, welche also mit den Wellenlängen der auffallenden Sonnenstrahlung vergleichbar sind, versagt die oben angeführte Beziehung: Schwarzschild[1]) hat gezeigt, dass in diesem Falle die abstossende Kraft bei gewissen Dimensionen ein Maximum erlangt, um bei noch kleineren Dimensionen rasch abzunehmen.

Bei Gasmolekülen, welche von Sonnenstrahlen getroffen werden, treten Resonanzerscheinungen auf, welche von Druckkräften der auffallenden Strahlen begleitet werden, wie ich[2]) das durch Rechnung nachgewiesen habe. Auf diesem Gebiete, welches für die Astrophysik von besonderer Bedeutung ist, sind aber zuerst die Ergebnisse einer direkten experimentellen Untersuchung noch abzuwarten.

Überblicken wir die geschichtliche Entwickelung unserer Anschauungen über die physikalische Ursache der Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetze, so sehen wir, dass die Anschauung, welche Kepler vor drei Jahrhunderten ausgesprochen hat, und welche zuerst von der Newtonschen Auftriebhypothese, dann von der elektrischen Hypothese Olbers zurückgedrängt wurde, von neuem auftritt, indem sie sich nunmehr auf die von Maxwell und von Bartoli theoretisch begründete und neuerdings durch direkte Versuche nachgewiesenen Druckkräfte des Lichtes stützt. Die Anschauung Keplers hat sich zu einer physikalisch begründeten Theorie entwickelt: jetzt müssen wir die Behauptung aufstellen, dass die Sonne abstossende Kräfte besitzt, aus unseren Versuchen im Laboratorium erhalten wir die Grössen der Druckkräfte, welche das Licht auf verschiedene Körper ausübt und können nun im voraus quantitativ diejenigen Abweichungen vom Newtonschen Gravitationsgesetze angeben, welche notwendig vorhanden sein müssen, beziehungsweise auf deren Folgerungen eingehen.

Die Frage, ob elektrische Fernkräfte in dem einen oder dem anderen Falle auftreten und ob sie ihrerseits auch eine merkliche Abweichung vom Newtonschen Gesetze bedingen, muss zur Zeit als eine offene Frage hingestellt werden: erst wenn wir die unzweifelhaft vorhandene Wirkung der Druckkräfte des Lichtes quantitativ in Rechnung gezogen haben, können wir über das Fehlen oder das Vorhandensein noch einer anderen Fernkraft schliessen und aussagen, ob noch weitere Annahmen notwendig sind, oder ob die Annahme Keplers allein ausreicht.

(Eingegangen 27. August 1902.)

1) K. Schwarzschild, Ber. d. Münch. Akad. d. Wiss. 1901, S. 293.

2) P. Lebedew, Wied. Ann. **62**, 170—172, 1897. Bei Gasen ist die Grösse der Druckkraft gleich der absorbierten Energiemenge dividiert durch die Lichtgeschwindigkeit; das Verhältnis der Absorption zur Masse ist für verschiedene Gase sehr verschieden.

REFERATE.

Physikalisches vom St. Petersburger Naturforscher-Kongress.

Der XI. Kongress russischer Naturforscher und Ärzte, welcher vom 2. bis zum 12. Januar dieses Jahres in St. Petersburg tagte, zeichnete sich vor seinen Vorgängern sowohl nach innen als nach aussen in vorteilhafter Weise aus. Den von fern und nah in der nordischen Residenz zusammengeströmten Freunden und Förderern der Naturwissenschaften (auch aus Deutschland waren mehrere Gäste erschienen) bot sich in jeder Beziehung Anregung und Belehrung dar. Mehr als hundert wissenschaftliche und technische Institute hatten den Kongressteilnehmern ihre Thore in gastfreundlichster Weise geöffnet, für billige Unterkunft, gute Verpflegung und Zerstreuungen aller Art war gesorgt; sogar feierliche Empfänge im kaiserlichen Winterpalais, dem Adelskonvent etc. wurden zur Erhöhung des festlichen Glanzes der Kongresstage veranstaltet. Circa 4200 Personen beiderlei Geschlechts nahmen an dem Kongress teil, der in 13 Sektionen die verschiedensten naturwissenschaftlichen Disziplinen zum Gegenstande seiner Arbeiten machte. Für die Leser dieser Zeitschrift dürfte es genügen; einiges über die auf jenem Kongresse vertretene physikalische Sektion zu erfahren, wozu wiederum eine Nennung der Themen hinreichen dürfte, die in den allgemeinen und Spezialsitzungen der Sektionen behandelt wurden.

Die physikalische Sektion stand unter dem wechselnden Präsidium für die einzelnen Sitzungen erwählter Präsides; besonders lebhaften Anteil nahmen die Prof. Petruschewski, Borgmann, Chwolson, Goldhammer etc. Die meisten Sektionssitzungen fanden im Hauptauditorium des physikalischen Instituts statt. In Nebenräumen dieses Instituts wurden speziellere Vorträge und Demonstrationen geboten. Drei grosse Säle nahmen die überaus reichhaltige physikalische Ausstellung auf, an der sich von deutschen Firmen u. a. Zeiss, Kohl, Hugershoff, Hartmann & Braun, Siemens & Halske mit reichen Kollektionen optischer, elektrischer und sonstiger Instrumente beteiligt hatten. Ein Bild von der Thätigkeit der physikalischen Sektion wird sich der Leser aus folgender Aufzählung der wesentlichsten Vortragsthemen entnehmen können.

N. Schiller, Zur Thermodynamik der gesättigten Lösungen.

N. Piltschikow, Das Ionisationsfeld des Radiums; Aktinoelektrische Konvektion; Apparat zur anomalen Spiegelung.

N. Bulgakow, Magnetisierung eines dreiachsigen Ellipsoids in gegebenem äusseren Felde.

J. Borgmann, Experimente mit flüssiger Luft.

N. Mischkin, Bewegungen im elektrischen Felde.

A. Dobiasch, Der Moissansche elektrische Ofen.

D. Latschinow, Über das elektrische Feld der Atmosphäre.

M. Kossatsch, Zur Hageltheorie.

G. de Metz, Über zeitweilige Doppelbrechung in Flüssigkeiten.

W. Michelson, Die neuesten Studien zur Thermodynamik der strahlenden Energie.

W. Baljasni, Künstliche Tromben und Wirbel mittels Elektrizität.

N. Umow, Beziehungen zwischen den Koeffizienten im Ausdruck für das erdmagnetische Potential.

N. Mischkin, Bewegungen eines Körpers in einer Strömung der strahlenden Energie.

N. Hesehus, Einfluss der Temperatur auf die elektrische Differenz bei der Berührung; Elektrisierung von Staub.

W. Nikolajew, Das elektrische Feld der Elektrolyte; Elektromagnetische Reaktion.

P. Silow, Der Mechanismus der Voltaschen Säule.

N. Beketow, Über die Trennung der physiko-mathematischen Disziplinen an russischen Universitäten.

N. Selinski, Über elektrische Lichterscheinungen an organischen Substanzen bei der Temperatur der flüssigen Luft.

W. Baljasni, Ein Versuch bezüglich der Theorie des Ruhmkorffschen Induktors.

J. Borgmann, Elektrische Lichterscheinungen in Gasen.

W. Mitkiewicz, Über Symmetriestörung eines Wechselstroms.

A. Kusnezow, Über Verwendung eines synchronen Motors bei Messung der Phasendifferenz von Wechselströmen.

E. Rogowski, Äussere Wärmeleitung an Silberdrähten; Galvanische Deformation von Drähten.

W. Lebedinski, Das umgekehrte Sonnenspektrum; Wirkung des ultravioletten Lichts auf den elektrischen Funken.

A. Kolli, Neue Methode zur Erzeugung von elektrischen Wellen in Drähten; Die Dispersion elektrischer Wellen im Wasser.

K. Noischewski, Neuer Selenapparat.

A. Gerschun, Über einige Eigenschaften des kommutierten Wechselstroms.

J. Shuk, Elektrische Versuche.

J. Kossonogow, Anwendung Hertzscher Schwingungen auf das Studium der Dielektrika.

J. Michailenko, Durch Druck hervorgerufene Diffusionserscheinungen.

D. Goldhammer, Die gegenwärtigen Anschauungen über die Magnetisierung des Lichts.

N. Umow, Physiko-mechanisches Modell der lebenden Materie.

D. Goldhammer, Hundert Jahre der Physik.

N. Kasterin, Über akustischen Druck; Absolute Messung des Schalles durch Druck; Schallwellen in Luft von 0,8 Millimeter Wellenlänge. (Über 400000 Schwingungen.)

Über einen grossen Teil der genannten Vorträge und Mitteilungen brachte das Tageblatt (Dnewnik) des Kongresses kürzere oder längere Berichte, meist Autorreferate. Die ersten zehn Nummern dieser Zeitschrift erschienen täglich während des Kongresses und wurden den Teilnehmern kostenfrei zugestellt; die letzte, elfte Nummer gelangte im Mai zur Ausgabe. In ihr sind unter anderem einige der Vorträge in extenso wiedergegeben.

Von den für ein grösseres Publikum berechneten Demonstrationen, welche ausserordentlichen Beifall ernteten, seien hier erwähnt, ausser den oben genannten Versuchen mit flüssiger Luft und dem Moissanschen Ofen, die Experimente mit einem sehr grossen Kohlschen Induktor, neueren Röntgen- und Kathodenstrahlröhren, der Simonschen sprechenden Bogenlampe, dem Zeissschen Epidiaskop.

H. Pflaum.

(Eingegangen 19. August 1902.)



BESPRECHUNGEN.

F. Klein, Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, eine Revision der Prinzipien. Vorlesung, gehalten während des Sommersemesters 1901. Ausgearbeitet von Conrad Müller. 4^0, VIII u. 468 Seiten Autographie mit Figuren, Leipzig, in Kommission bei B. G. Teubner. 1902. Mk. 10,—

Weder Titel noch selbst das Vorwort lassen erkennen, in wie hohem Masse von diesen akademischen Vorlesungen auch für den Physiker ein res tua agitur gilt. Weite Kreise bedauern seit lange die Unfruchtbarkeit des von den Mathematikern einseitig bevorzugten Weierstrassianismus für konkret naturwissenschaftliche Probleme. Da ist es einem aus der Seele gesprochen, wenn Klein nach Erörterung der extremen Idealisierungsspekulationen von G. Veronese und Levi Cività zwar theoretisch dem Satze zustimmt: „die Mathematik kann treiben was sie will", aber dann die bedeutsame praktische Einschränkung hinzufügt, dass jeder, der über Freiheit verfügt, auch eine Verantwortung trägt und dass man nicht einen grossen Teil unsrer doch sehr beschränkten Arbeitsenergie ohne Not auf abstruse Dinge richten soll. Dieses Schlagwort sei herausgegriffen, um vorab auch Vorurteile zu zerstreuen, die der Physiker leicht Büchern entgegenbringt, in denen überhaupt von Mengenlehre und vom modernen Zahlbegriffe die Rede ist.

Die Vorlesungen behandeln die gegenseitigen Beziehungen von Präzisionsmathematik und von Aproximationsmathematik. Letztere ist nicht eine aproximative Mathematik, sondern die Mathematik der für alle Anwendungen allein massgebenden approximativen Abhängigkeitsverhältnisse. Klein zeigt nun, wie eine klare erkenntnistheoretische Einsicht in diese Beziehungen von grossem Nutzen auch für die rein praktische Handhabung der Methoden ist, deren man sich bei den physikalischen Anwendungen bedient. Dass bei den Betrachtungen speziell die Geometrie in den Vordergrund gerückt ist, wird eher als wohlthätige Beschränkung empfunden werden. Einmal pflegen wir uns ja alle physikalischen Gesetze durch graphische Darstellung näher zu bringen, das heisst, wir denken sie als räumliche Gebilde; sodann werden in den Vorlesungen die analytischen und geometrischen Ausführungen in ausgiebigster Weise durch allgemeinere Exkurse über mathematische Naturerklärung belebt, so dass die Übertragung der Grundgedanken auf jedwedes Kapitel der Physik kaum Schwierigkeiten bereiten dürfte.

In der Einleitung über die Definition der realen unabhängigen Veränderlichen x wird unter anderen besonders betont, dass schon Unterschiede wie kommensurabel und inkommensurabel lediglich den Idealgebilden der Präzisionsmathematik angehören. In der astronomischen Praxis z. B. heisst kommensurabel meist nur das, was sich wie zwei kleine ganze Zahlen verhält.

Ausgangspunkt für alles weitere bildet eine nähere Ausführung der von Klein schon vor 30 Jahren skizzierten Ideen über den Funktionsbegriff in der empirischen Mathematik: Eine sogenannte empirische Kurve ist in Wirklichkeit immer ein „Funktionsstreifen" $y = f(x) + \varepsilon$ wo (ε) eine unbestimmte variable, eventuell wieder von x abhängig denkbare Grösse ist, die nur kleiner als der Schwellenwert der Beobachtungsunsicherheit sein muss. Legen wir den erfahrungsmässig allein gegebenen Funktionsstreifen populärerweise Attribute bei wie Zusammenhang, Richtung, Krümmung, so besagt das nicht nur: wir ersetzen die Gebilde von beschränkter Genauigkeit durch Gebilde $y = f(x)$, die mit Hilfe des modernen Zahlbegriffs unbegrenzt genau definiert sind, sondern wir nehmen mit unserem Postulate obendrein an, dass $f(x)$ zu den Funktionen gehört, die Klein mit Jakobi als „vernünftige Funktionen" bezeichnet. D. h. wir fordern durch Axiome für $f(x)$ Stetigkeit, endliche Anzahl von Maximis und Minimis in endlichem Intervalle, erste und höhere Differentialquotienten. Wir schliessen dagegen Dinge, wie die eingehend diskutierte Weierstrasssche Funktion ausdrücklich aus, obwohl sich solche Gebilde den begrenzt genauen empirischen Daten ebensogut anpassen liessen.

Angenäherte Darstellung vernünftiger Funktionen durch Polynome und durch endliche trigonometrische Reihen mit ihren beiderseitigen besonderen Eigentümlichkeiten; die Lagrangesche Inter- und Extrapolationsformel und die Taylorsche Formel als deren Grenzfall; praktische Bedeutung der unendlichen Reihen, obwohl sie in der Anwendung nie als solche zur Geltung kommen; Restabschätzung auf Grund des Theorems von Rolle; Beispiel des Logarithmentafelgebrauchs; mathematische Vorzüge der analytischen Funktionen; der harmonische Analysator; unendlich verlangsamte Konvergenz bei Annäherung an Unstetigkeitsstellen. Von diesen und verwandten Gegenständen werden die prinzipiell springenden Punkte in anschaulicher, virtuos pädagogischer Weise vorgetragen. Für das Studium der Einzelheiten werden reiche orientierende Litteraturhinweise gegeben. Besondere Berücksichtigung finden die Arbeiten Tschebycheffs des „Aproximationsmathematikers par excellence".

Aus dem Kapitel über Funktionen von zwei unabhängigen Veränderlichen mag besonders hingewiesen werden auf die Besprechung des „immerhin feinen Punktes" der azimutalen Stetigkeit im Gegensatze zur Stetigkeit schlechtweg. Als praktisches Beispiel einer uns durch die tägliche Beobachtung nahe gelegten idealen Fläche, für welche $\frac{d^2 f}{dx\,dy} \neq \frac{d^2 f}{dy\,dx}$ ist, wird ein Kreuzgewölbe betrachtet, wie es bei der Durchdringung zweier halbkreisförmiger Tonnengewölbe entsteht. Wesen und darstellende Kraft der Kugelfunktionen, ihre Wertverteilung über die Kugel hin, Fehlerabschätzung bei der abbrechenden Kugelfunktionenreihe mit Hinweis auf den Erdmagnetismus und die grundlegende Gausssche Abhandlung bilden den Abschluss des ersten Teils der Vorlesungen, der sich auf die Darstellung von Funktionen im rechtwinkligen Koordinatensysteme bezieht.

Ein zweiter Teil trägt die Überschrift: Freie Geometrie ebener Kurven.

In den präzisionsmathematischen Betrachtungen wird der Physiker hier daran erinnert, dass die Thomson Riemannsche „Methode der elektrischen Bilder" mit der Idee gesetzmässig unendlich fortschreitender geometrischer Konstruktionen und mit den durch sie gewonnenen unendlichen Punktmengen direkt in die Mengenlehre hineinführt. Unter diesem Gesichtspunkte verlieren dann auch Dinge wie die Peano-Kurve und die Jordanschen Bedingungen dafür, dass $x = \varphi(x)$; $y = \psi(x)$ die Ebene in zwei Teile teilt, den Anschein der Künstlichkeit und Willkürlichkeit.

Von den Betrachtungen über praktische Geometrie, Vermessungswesen und Zeichnen fesseln den Nichtfachmathematiker besonders: die Beispiele von Kurven gleicher Genauigkeit bei geometrischen Konstruktionen; die Bemerkungen über das historische Schicksal des typisch aproximationsmathematischen sogenannten Legendreschen Satzes, „die Winkel eines ebenen und eines „„kleinen"" sphärischen Dreiecks von denselben Seiten, unterscheiden sich um den dritten Teil des sphärischen Exzesses voneinander"; die Propaganda für eine in den letzten Dezennien vernachlässigte rationelle Differenzenrechnung; die Erörterungen über Geoidflächendefinition, wo den Differentialquotienten des Ideals auf der physischen Erde vielmehr Differenzenquotienten mit Differenzen von etwa 10 km Länge an die Seite gestellt werden müssen; endlich der Anhang „von der Versinnlichung idealer Gebilde durch Zeichnungen und Modelle". Bei dieser Gelegenheit wird dann nochmals die Fruchtbarkeit wechselseitiger Ergänzung von naiv anschaulicher und von exakt zahlentheoretischer Betrachtungsweise betont, ein Grundsatz, für den Klein ja schon seit einer Reihe von Jahren mit allem Nachdrucke nach beiden Seiten hin kämpft.

Gemäss ihrer erkenntnistheoretischen Natur hat die Unterscheidung von absoluter und beschränkter Genauigkeit, wie sie sich als roter Faden durch die ganze Vorlesung zieht, aber nicht nur eine praktische Seite, sondern zugleich eine metaphysische. Auch diese metaphysische Seite beleuchtet Klein in mehrfachen ausdrücklich als naturphilosophisch bezeichneten Abschweifungen. Es erscheint dies augenblicklich ganz besonders zeitgemäss; ja, für die meisten nicht zünftigen Leser dürfte das Hauptinteresse sich gerade diesen Exkursen über Naturphilosophie zuwenden. — Ostwald giebt Annalen der Naturphilosophie heraus; E. v. Hartmann veröffentlicht „die Weltanschauung der modernen Physik"; im ersten Bande des neuen grossen Handbuches der Elektrotechnik (Heinke) findet die erkenntnis-theoretische Seite des Gegenstandes — das Vorwort spricht von „religiös" — in einem Umfange Berücksichtigung, wie vor zehn Jahren noch undenkbar gewesen wäre. Solche Thatsachen kennzeichnet die heutige Neigung für Philosophie der Physik. Zum anderen liest man in Haeckels „Welträtseln": „Dagegen ist die Realität von Raum und Zeit jetzt endgültig bewiesen . . ." „der zweite Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie widerspricht dem ersten und muss aufgegeben werden". Das lehrt, welche Scholastik und welche Köhlerglaubennaivetät noch in Kreisen zu herrschen scheint, wo man sie nicht mehr erwarten sollte.

Um die Natur der von Klein behandelten philosophischen Fragen anzudeuten, seien folgende Punkte hervorgehoben. Da alle äussere Erfahrung, da jede physikalische Messung ungenau ist, so steht es mir völlig frei, nach Belieben entweder die Naturvorgänge auf bestimmte Klassen stetiger Funktionen, stetiger Variablen zu beziehen, oder als anderes Extrem den Weltverlauf in Raum und Zeit nach Art des Kinematographen als durchaus unstetig zu betrachten, die Atomistik sozusagen auch auf die Zeit auszudehnen. Metaphysik ist beides; beides liegt jenseits unmittelbarer Erfahrung. Einen Zirkelschluss bedeutet es darum auch z. B. etwa, nur analytische Funktionen bei der Naturbeschreibung zuzulassen und dann aus dem Bestimmtsein einer analytischen Kurve durch ein beliebig kleines Stück auf vollkommenen Determinismus zu schliessen.

Kommt aber unserem räumlichen und zeitlichen inneren Vorstellen nicht etwa die absolute Schärfe zu, die den äusseren Wahrnehmungen abgeht? Kleins Meinung ist: nein. Ihm hat auch das räumliche Vorstellen irgend welcher noch so vernünftiger Kurve einen Schwellenwert der Genauigkeit. Auch vorstellen könne

man sich nur Funktionsstreifen, keine exakten Linien. Mit Physiologen und Psychologen über das Problem in Diskussion zu treten, sei jedoch solange misslich, als diese Herren nicht einzelne Beispiele von Idealkurven ohne Differentialquotienten wie die Weierstrass-Kurve oder die Peano-Kurve durchdacht und sich zu eigen gemacht hätten. Die vorliegenden Vorlesungen Kleins dürften übrigens nach Ansicht des Referenten ein unvergleichlich bequemes Mittel sein, sich die grundlegenden Kenntnisse hierfür zu erwerben. Allerdings ist, wie Klein es ausdrückt, die Mathematik im Grunde die Wissenschaft von den selbstverständlichen Dingen. Aber auch mit Selbstverständlichkeiten hantieren will gelernt und geübt sein.

Von Kleins „durchaus agnostischem Standpunkte" aus „bleibt es fraglich, ob das Wesen einer richtigen Naturerklärung überhaupt auf präzisionsmathematischer Basis zu suchen ist, ob man je über eine geschickte Verwendung der Aproximationsmathematik hinausgelangen kann". Wie kommen wir da zur üblichen Aufstellung scharfer Funktionalabhängigkeitsverhältnisse $y = f(x)$, die wir nie empirisch prüfen, ja nicht einmal uns ideal vorstellen können? „Die genaue Formulierung der Naturgesetze durch einfache Formeln," sagt Klein, „beruht nur auf dem Wunsche, die äussere Erscheinung durch möglichst einfache Hilfsmittel zu beherrschen" (Machs Prinzip der Ökonomie des Denkens). Diese Antwort hat nichts Befremdliches. Ist doch in allen metaphysischen Dogmatiken kirchlicher und profaner Art die Erfüllung von Wünschen das Massgebende, obwohl dies so selten eingestanden wird.

Th. Des Coudres.

(Eingegangen 16. August 1902.)

O. Wiener, Die Erweiterung unserer Sinne. Akademische Antrittsvorlesung. Mit Zusätzen und Litteratur-Nachweis. 8°. 43 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1900. M. 1,20.

„So stellt sich denn jedes neue Instrument oder jede Zusammenstellung bekannter Instrumente zu neuem Zwecke vom entwicklungsgeschichtlichen Standpunkt aus dar als eine naturgemässe Fortentwicklung und Erweiterung unserer Sinne, als ein Fortschritt in der Anpassung an unsere Umgebung und ein Vorteil im Kampfe ums Dasein."

Das ist das Leitmotiv der in vieler Hinsicht erfreulichen und bemerkenswerten akademischen Antrittsvorlesung Wieners in Leipzig. Und Wiener versteht sein Thema zu modulieren. In allen Tonarten der physikalischen Wissenschaften zeigt er es uns, immer wieder mit eigenartiger Nuancierung, mit neuer geistreicher Auffassung; aber überall bleibt er auf dem festgefügten Boden der Thatsachen, zu denen er in sehr dankenswerter Weise reichhaltige Citatenbelege beifügt. Von psychophysikalischen Ausgangspunkten führt er uns bei jedem unserer Sinne an die unmittelbaren und dann an die bis jetzt erreichten mittelbaren Grenzen seiner Leistung und zeigt uns, wie die Aufgabe der Physik darin gipfelt, neue Sinne zu schaffen.

Dann im zweiten Teile die Frage: Was bedeutet diese Art der Sinneserweiterung für unsere Erkenntnis?

Zunächst der immer wieder wichtige Hinweis, dass der Sinn nur ein Zeichen für einen äusseren Reiz vermittelt, dass erst die Wahrnehmung die Beziehung zwischen einem inneren und einem äusseren Vorgang herstellt. Diese inneren Vorgänge aber sind das, was wir physikalische Theorien nennen, die „Anweisungen zu innerlichen Anpassungsvorgängen an äussere Vorgänge". Die klare entwicklungsgeschichtliche Art, wie Wiener diese Auffassung darstellt, erscheint sehr bemerkenswert. Die erwachten naturphilosophischen Neigungen der modernen Physik, die an sich ausserordentlich erfreulich sind, können klardenkende Männer, wie Wiener, wohl gebrauchen. Wie seine Physik durch diese biologische Auffassung von jeher eine lebendige, dem Bedürfnis eines physikalischen Weltbildes entsprossene Wissenschaft war, so ist hier seine Naturphilosophie eine echt physikalische, klar bewusst ihrer Grenzen und wahren Ziele. Was er in Anlehnung an seinen Vater Chr. Wiener und E. Mach über das Ding an sich bringt, wirkt befreiend: die „Behauptung der Philosophen, das Ding an sich sei unerkennbar, kommt auf dasselbe hinaus, wie diejenige, ein beziehungsloses Ding habe keine Beziehungen, oder ein nicht vorhandenes Ding könne nie gefunden werden". Ebenso sein Eifer gegen die Dubois Reymondschen ewigen Welträtsel: „es bedarf nur ausreichend unklarer oder widerspruchsvoller oder gegenstandsloser Begriffe oder auch der Vorschrift des Weges zur Lösung einer Aufgabe, der nicht dazu taugt, und das ewige Welträtsel ist fertig."

H. Th. Simon.

(Eingegangen 15. August 1902.)

A. A. Michelson, Die Geschwindigkeit des Lichtes. (Sonderabdruck aus The university of Chicago, The Decennial Publications **9**, 9, 1902; auch Phil. Mag. **3**, (6), 330—337, 1902.)

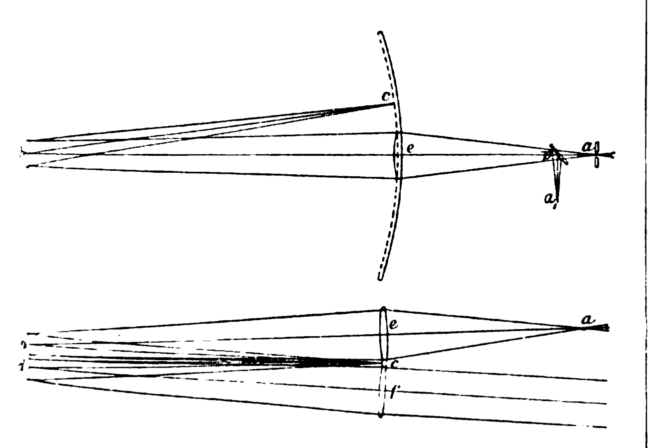
Der Verfasser unterzieht die bei der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit nach den verschiedenen Methoden erhaltenen Werte in Bezug auf die erreichte Genauigkeit einer eingehenden Kritik und zwar, wie sie sich ergeben aus astronomischen Beobachtungen, bei der Bestimmung des Verhältnisses der elektromagne-

tischen zur elektrostatischen Einheit der Elektrizität, bei der Messung der Geschwindigkeit Hertzscher Wellen und den gebräuchlichen Methoden der direkten Messung.

Es wird sodann eine neue Methode zur direkten Messung angegeben, die als eine Kombination der Methoden von Foucault und Fizeau betrachtet werden kann.

Die beiden beigedruckten Figuren geben eine schematische Ansicht der Versuchsanordnung. Die Bezeichnungen sind die gleichen:

Das Licht geht aus von einem Spalte bei *a*, passiert die schwach versilberte Platte *p* und eine Linse *e* und fällt sodann auf die obere Hälfte des rotierenden Spiegels *b*. Von hier



wird es auf das Gitter *c* reflektiert, auf dessen Oberfläche ein Spaltbild entsteht; von da wird es nach der unteren Hälfte *d* des rotierenden Spiegels zurückgeworfen, der den Strahl durch die Linse *f* nach einem etwa 3 km entfernten Spiegel wirft, auf dessen Oberfläche ein zweites Spaltbild entsteht. Das Licht macht dann den gleichen Weg nach seinem Ausgangspunkte zurück. Ein Teil wird nach a_1 zur Okularbeobachtung gespiegelt.

Nach einer Diskussion der Genauigkeit, wie sie bei der Bestimmung der massgebenden Grössen erreichbar ist, glaubt der Verfasser bei einer Messung Werte für die Lichtgeschwindigkeit mit einem Fehler von höchstens 5 km erwarten zu dürfen. C. Fritsch.

(Eingegangen 22. Juli 1902.)

V. Häcker und G. Meyer, Die blaue Farbe der Vogelfedern. Zoologische Jahrbücher, Bd. 15, S. 267; 1901.

Das Rot und Gelb des Vogelgefieders sind Pigmentfarben, das Blau und teilweise auch das Grün dagegen Strukturfarben. In dem ersten, histologisch-physikalischen Teil dieser Arbeit untersuchen die Verfasser nun das Zustandekommen dieser letzteren. Nach Besprechung der bereits hierüber vorliegenden Litteratur zeigen sie, dass die blauen Federäste von aussen nach innen weisen: eine hornartige Rindenschicht, dann die Schicht der sogenannten Schirmzellen, und in der Tiefe eine Schicht von mit blauem Pigment erfüllten Markzellen. Die Schirmzellen sind dickwandige Kästchen, welche mit Luft gefüllt sind, ebenso auch feine Poren oder Kanäle, welche ihre Wand durchsetzen; sie erscheinen bei mikroskopischer Untersuchung im durchfallenden Lichte goldgelb, im auffallenden himmelblau; diese Erscheinung bleibt auch bestehen, wenn man sie mit Flüssigkeiten tränkt, welche einen niedrigeren Brechungsexponenten besitzen, wie Alkohol und Wasser, während solche mit höheren Brechungsexponenten, wie Kanadabalsam und Xylol, die Farberscheinung vernichten, solche mit ganz hohen, wie eine Mischung von Benzol und Schwefelkohlenstoff, sie wieder hervortreten lassen. Die Grundlage der Farbe ist also die Verschiedenheit des Brechungsexponenten der Kästchenwand von demjenigen der Luft, sowie ferner die geringe Dimension der Kanäle oder Wandporen, deren Durchmesser klein ist gegen die Wellenlänge des Lichtes; es werden infolgedessen nach den Gesetzen von Rayleigh bei der diffusen Reflexion des weissen Lichts die blauen Strahlen bevorzugt. Die Richtigkeit dieser Theorie bestätigten die Verfasser durch vergleichende Untersuchung der Reflexionsfähigkeit der blauen Federn und von weissem Papier mit dem Königschen Spektrophotometer: Ergebnisse und Konstanten siehe Original.

Der zweite, biologische Teil der Arbeit betrifft das Vorkommen der blauen Federfarbe und deren Stellung zu den übrigen Schmuckfarben: das Rot auf der einen und das Blau auf der andern bedeuten morphologisch und genetisch einen Fortschritt gegenüber den grünen und gelben Farben. Boruttau.

(Eingegangen 4. Juli 1902.)

W. Scheffer, Das Mikroskop, seine Optik, Geschichte und Anwendung, gemeinverständlich dargestellt. (Aus Natur und Geisteswelt, Sammlung wissenschaftlich-gemeinverständlicher Darstellungen aus allen Gebieten des Wissens, 35. Bändchen). 8°, IV und 114 S. mit 66 Abbildungen im Text und einer Tafel. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. Preis 1 Mk., geb. 1,25 Mk.

Diese „populäre“, d. h. „für alle Gebildeten bestimmte“ Darstellung des Mikroskops und der Mikroskopiertechnik ist im ganzen recht wohlgelungen und durch relative Reichhaltigkeit auf knappem Raume ausgezeichnet. Im ersten

Kapitel sind die optischen Grundgesetze (Lichtbrechung, Linsen) kurz behandelt, das zweite giebt wesentlich eine Geschichte des älteren „einfachen" Mikroskops) nachdem hier am Schlusse die sphärische und chromatische Aberration erwähnt, ist im dritten vom Strahlengang im zusammengesetzten Mikroskop die Rede, im vierten das „moderne Mikroskop" nebst seinen verschiedenen Konstruktionsteilen und Nebenapparaten behandelt; das fünfte bespricht die „Abbildung mikroskopischer Objekte" — Zeichnen, Zeichenapparate, Mikrophotographie —, die Vergrösserung und Messung mikroskopischer Objekte, das letzte endlich die Mikrotechnik, speziell Schneidetechnik, Mikrotome und Messer, kurze Erwähnung der Färbetechnik. Natürlich war auch — der Fehler der meisten derartig kurzgehaltenen populären Darstellungen — nicht zu vermeiden, dass vieles einerseits gar zu dürftig oder gar zu elementar ausfallen musste (das optisch-theoretische), auf anderes dagegen viel zu detailliert und gründlich eingegangen wurde (Kritik der Mikrophotographie, neues Zeisssches Stativ); indessen soll diese Bemerkung dem eingangs gespendeten Lobe durchaus keinen Eintrag thun; das Werkchen ist anregend geschrieben und vortrefflich ausgestattet; ja durch manche wertvolle Bemerkungen und Winke, sowie am Schlusse durch den Hinweis auf grössere, zum Teil nicht genügend bekannte Spezialwerke über Mikroskopie sogar geeignet, dem mikroskopierenden Fachmann (Mediziner, Zoologen, Botaniker) einen Dienst zu erweisen.

Boruttau.

(Eingegangen 4. Juli 1902.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Encyklopädie der Photographie. Heft 42. Mercator, C., Die Ferrotypie. Anleitung zur Ausübung der verschiedenen älteren und modernen Ferrotypverfahren auf Kollodion, Kollodionemulsion und Bromsilbergelatine mittels Tages- und Blitzlicht. 8. VII u. 58 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 2,—.

Gerber, Paul, Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation. (Programm des städtischen Realprogymnasiums [in Umwandlung zur lateinlosen Realschule], Stargard in Pommern.) 4. 25 S. 1902. Stargard, gedruckt bei F. Hendess.

Heilbrun, Richard, Elementare Vorlesungen über Telegraphie und Telephonie. Mit zahlreichen in den Text gedruckten Abbildungen. 1. Lieferung. 64 S. Vollständig in etwa 5 Lieferungen. gr. 8. 1902. Berlin, Georg Siemens. M. 1,60.

Tagesereignisse.

Auf eine Anregung der unlängst in Strassburg abgehaltenen Versammlung für Erdbebenforschung hat die deutsche Reichsregierung bei anderen Mächten anfragen lassen, ob sie geneigt sind, an der Begründung eines internationalen Instituts für Erdbebenforschung teilzunehmen. Der Erfolg des Unternehmens kann schon für gesichert gelten, da die französische Akademie der Wissenschaften ihre Teilnahme beschlossen hat und da auch die englischen Vertreter dringend eine solche Anstalt wünschen. Alles weitere wird erst festgesetzt werden können, wenn die Antworten aller Regierungen eingelaufen sind.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der a. o. Professor für allgemeine Maschinenkunde, Eisenbahnvertriebsmittel und Maschinenzeichnen an der Technischen Hochschule in Wien, Richard Engländer, ist zum o. Professor für Maschinenbau an der genannten Hochschule, der Privatdozent an der Technischen Hochschule in Berlin-Charlottenburg, Regierungsbaumeister Max Buhle, zum a. o. Professor für Maschinenelemente und Hebemaschinen in der mechanischen Abteilung der Technischen Hochschule zu Dresden, der Privatdozent an der Universität München, D. Döhlemann, zum a. o. Professor für darstellende Geometrie, der a. o. Professor an der Universität Leipzig, Dr. phil. B. Rassow, zum etatmässigen a. o. Professor für chemische Technologie an derselben Universität (an Stelle des in Ruhestand tretenden a. o. Professors Dr. phil. Weddige), der Assistent an der deutschen Seewarte in Hamburg, Dr. J. B. Messerschmitt, zum Observator des erdmagnetischen Observatoriums bei der Sternwarte in München, der Privatdozent der Chemie in Freiberg, Dr. Th. Döring, zum a. o. Professor ernannt worden.

Berufen wurden: Dr. E. Cohen von der Amsterdamer Universität als o. Professor für anorganische und physikalische Chemie an die Universität Utrecht, Dr. Rudolf Weinland, Privatdozent für Chemie an der Universität München und erster Assistent am Laboratorium für angewandte Chemie, als a. o. Professor für pharmazeutische Chemie an die Universität Tübingen, der o. Professor der Mathematik in Marburg, Dr. F. Schottky, als Nachfolger von Professor Fuchs nach Berlin.

Dem Privatdozenten der Physik an der Technischen Hochschule zu Berlin Dr. Gross, dem Dozenten der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. G. Rasch und dem Schriftsteller und Astronomen Dr. Hermann Klein in Köln a. Rh. wurden das Prädikat Professor verliehen.

Professor W. Wien hat den Ruf nach Leipzig abgelehnt.

Der Observator des erdmagnetischen Observatoriums bei der Sternwarte in München, Dr. Walter Villiger, wurde auf Ansuchen seiner Stelle enthoben.

Am 20. Juli starb in Spezia der Professor der Physik a. D. und langjähriger Direktor des Nuovo Cimento Dr. Riccardo Felici im Alter von 83 Jahren, in Zarskoje Sselo Mag. J. W. Klever, ehemaliger Dozent der Pharmazie und Chemie am Veterinär-Institut zu Dorpat, im Alter von 82 Jahren, in Budapest der Oberbibliothekar der Ungarischen Akademie der Wissenschaften, Dr. A. Heller, 59 Jahre alt, in Zürich der frühere Universitätsprofessor und Direktor des Physikalischen Centralobservatoriums in Petersburg, Staatsrat Heinrich von Wild, im Alter von 69 Jahren, in Aachen der Professor der Chemie an der Technischen Hochschule, Dr. Stahlschmidt, in Burgsteinfurt am 14. September der Professor der Mineralanalyse an der Berliner Bergakademie und Direktor der kgl. chemisch-technischen Versuchsanstalt Geh. Bergrat Prof. Dr. Rudolf Finkener, 68 Jahre alt.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1b. 10. Oktober 1902. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 3 am 22. Oktober 1902.

INHALT.

74. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Karlsbad, vom 21. bis 27. September 1902.

Wenn wir Physiker gar manchmal darüber klagen konnten, dass uns auf den Naturforschertagen die unter den Ärzten naturgemäss zahlreichen Amateurteilnehmer den Platz versperrten, so dürfen wir den Medizinern diesmal den Dank auch nicht vorenthalten für die glänzende Bewirtung, die wir in ihrem Gefolge in Karlsbad gefunden haben. Denn den Ärzten vor allem galt das prächtige und geschmackvolle Festgewand der Stadt, galt die prunkvolle Festgabe der beiden schier 5 kg schweren schönen Festschriftbände, galt das Freifrühstück am 24. auf der alten Wiese, galt die feenhafte Festbeleuchtung am 25. abends mit der fürstlichen Büffetbewirtung, deren flüssiger Teil mit dem Karlsbader Sprudel an Ergiebigkeit siegreich wetteiferte. Dass alle Teilnehmer Freiquartiere und alles Mögliche sonst zu freiem Genuss hatten, sei nicht vergessen dankbar zu erwähnen.

Solche äussere Behaglichkeit verbunden mit dem allersonnigsten Sonnenschein erhöhte sicherlich die Stimmung und Frische zu den wissenschaftlichen Tagungen. Indessen ward die Meinung viel gehört, dass man mit rauschenden Festen bei diesen wissenschaftlichen Kongressen allmählich des Guten ein wenig zu viel thue. Wäre es nicht vielleicht dem wissenschaftlichen Zwecke der Versammlung entsprechender, die Unsummen, die so für äusseren Glanz aufgewendet werden, zur Bereicherung des inneren Glanzes zur Verfügung zu stellen? An wissenschaftlichen Bedürfnissen und Aufgaben fehlt es ja nicht, zu denen mit ihren grossen Mitteln beizutragen für die gastgebenden Städte ein schönerer Ruhmestitel wäre, als ein noch so opulentes Büffet.

Ja, das Büffet! — Diese Schlachten um belegte Brote und gefüllte Gläser haben gerade auf solchen Versammlungen der Intelligenz etwas ungemein Unwürdiges. Man muss anerkennen, dass es in Karlsbad relativ menschlich dabei zuging. Trotzdem sollte man diese leider stets von sehr vielen ausgenützte Gelegenheit, sich von ihrer allzumenschlichen Seite zu zeigen, ein für allemal vermeiden, wo es nicht, wie im vergangenen Jahre im Hamburger Rathaus, angeht, jedem seinen festen Platz anzuweisen, an dem er bedient wird.

Zu den Bedürfnissen, die bisher noch fast bei keiner Naturforscherversammlung erfüllt worden sind, gehört die Beschaffung einer genügend grossen Festhalle mit guter Akustik, in der für alle Teilnehmer Gelegenheit ist, den allgemeinen Sitzungen beizuwohnen. Damit war es in Karlsbad besonders schlecht bestellt, so dass die meisten der allgemeinen Vorträge vor relativ kleinem Publikum gehalten wurden. Freilich müsste auch die „Akustik" der Redner entsprechend ausgewählt werden.

Unter den Vorträgen der allgemeinen Sitzungen war von besonderem physikalischen Interesse der am 22. von Professor Voller (Hamburg) gehaltene Vortrag über drahtlose Telegraphie, verbunden mit Demonstrationen des Braunschen und Slabyschen Systems. Leider hat sich der Vortrag auf eine populäre Darlegung der Systeme an sich beschränkt und darauf verzichtet, durch eine streng kritische Sichtung der prinzipiellen wissenschaftlichen Fortschritte jedes Systems einmal Klarheit in den Nebel der öffentlichen Meinung zu bringen. Sonst hätte Marconi lebhafter genannt werden müssen, und Braun und Slaby wären weniger sorgfältig gegeneinander ausbalanziert worden. Die hier versäumte Gelegenheit wurde in einer Diskussion der physikalischen Abteilung nach Kräften nachgeholt.

In der physikalischen Abteilung, die leider relativ wenige (ca. 30) Teilnehmer zählte, herrschte in und ausser den Sitzungen angeregtes Leben.

Folgende Vorträge wurden gehalten und meist lebhaft diskutiert:

Am 22. Sept. Nachmittags unter dem Vorsitz von Hofrat Professor Dr. Edler v. Lang (Wien):

1. Leo Grunmach (Berlin): Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Kapillarwellen.
2. Lecher (Prag): Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen.
3. Warburg (Berlin): Über leuchtenden elektrischen Wind.

Am 23. Sept. vormittags (gemeinsam mit der chemischen Abteilung 4) unter dem Vorsitz von Geheimrat Professor Dr. E. Warburg (Berlin):

1. Schaum (Marburg a. L.): Über den photographischen Negativprozess.
2. Billitzer (Wien): Kolloidale Metalle.
3. Grimsehl (Hamburg): Über den Voltaschen Fundamentalversuch.
4. Traube (Berlin): Beitrag zur Theorie von van der Waals.
5. Marckwald (Berlin): Das radioaktive Wismut (Polonium) (mit Demonstrationen).

Am 23. Sept. nachmittags (gemeinsam mit der mathematischen Abteilung 1) unter dem Vorsitz von Professor Dr. F. Meyer (Königsberg):

1. Archenhold (Treptow): Eine neue Darstellung des Einflusses der Sonnenflecke auf die Erdatmosphäre.
2. Kaufmann (Göttingen): Die elektromagnetische Masse des Elektrons.
3. Abraham (Göttingen): Prinzipien der Dynamik des Elektrons.

Am 24. Sept. nachmittags unter dem Vorsitz von Professor Dr. Voller (Hamburg):

1. Dwelshauvers-Dery (Lüttich): Eine neue Theorie der Wimshurstschen Maschine.
2. Derselbe: Über einen besonderen Fall von Induktion.
3. Wien (Aachen): Über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe.
4. R. Straubel (Jena): Zusammenhang zwischen Auflösungsvermögen und Absorption.
5. Derselbe: Über einen allgemeinen geometrischen Satz der Optik und dessen Anwendung.

Am 25. Sept. nachmittags unter dem Vorsitz von Professor Dr. E. Lecher (Prag):

1. Dessauer (Aschaffenburg): Über Regulierung der Durchdringungskraft der X-Strahlen durch Variation des Ladungspotentials der Anionen.
2. H. v. Schrötter (Wien): Demonstration eines Apparates zur Bestimmung der chemischen Lichtintensität.
3. Kotzauer (Wien): Ursächliche Entwicklung der Naturerscheinungen und die Entwicklung derselben im Weltall aus zwei Grundstoffen.
4. Voller (Hamburg): Demonstration der Slabyschen und Braunschen Apparate zur Wellentelegraphie.
5. Wien (Aachen): Demonstration eines mechanischen Modelles zur Braunschen Methode der Wellentelegraphie.
6. Straubel (Jena): Demonstration eines Interferenzmessapparates.

Zum Versammlungsort der nächstjährigen Tagung ist Kassel bestimmt worden.

Anschliessend an den Kongress war eine Ausstellung von physikalischen und medizinischen Apparaten veranstaltet, unter denen die Abteilung Zeiss-Jena durch eine Fülle prächtiger Stücke weit hervorragte. Hervorzuheben sei aus dem Vielen hier der epidiaskopische Projektionsapparat, der in seinen vortrefflichen Leistungen vorgeführt wurde, ferner der Interferenzmessapparat, den Prof. Straubel-Jena in der letzten Abteilungssitzung demonstrierte.

Auch sonst war manches Gute zu sehen, meist von mehr medizinischem Interesse. H. Th. Simon.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN[1]) VON DER 74. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KARLSBAD.

Leo Grunmach (Berlin): Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung von Flüssigkeiten durch Messung der Wellenlänge der auf ihnen erzeugten Kapillarwellen.

Bei den Kapillaritäts-Untersuchungen, welche in den letzten beiden Dezennien von der Normal-Eichungs-Kommission im Anschluss an ihre aräometrischen Fundamentalversuche ausgeführt worden sind, um bei der Feststellung der deutschen Urnormale die von den Kapillaritätserscheinungen herrührenden Unsicherheiten in aller Strenge zu berücksichtigen, war ausschliesslich die Steighöhenmethode zur Anwendung gekommen, bei welcher die Kapillarkonstante einer Flüssigkeit bestimmt wird aus der Höhe, bis zu welcher sie in einer Kapillarröhre von bekannter Weite ansteigt. Bei der erhöhten Bedeutung, welche die sichere Kenntnis der Kapillarkonstanten in neuerer Zeit infolge der Untersuchungen von van der Waals, von Eötvös, Ramsay und Shields u. a. für die Molekularphysik gewonnen hat, erschien es deshalb wünschenswert und wichtig, noch eine zweite Messungsmethode zur Anwendung zu bringen, welche unabhängig von jeder Annahme über die Grösse des Randwinkels und unabhängig von der Natur und der Benetzungsart der Gefässwände überdies auch noch da mit Erfolg anwendbar zu sein schien, wo die Steighöhenmethode fast oder ganz versagt, nämlich, wenn es sich um die Untersuchung zäherer Flüssigkeiten, wie konzentrierterer Zuckerlösungen, konzentrierterer Glycerin- oder Schwefelsäure-Mischungen u. s. f., handelt. Als solche Methode erschien die Kapillarwellenmethode besonders geeignet, bei welcher die Kapillarkonstante einer Flüssigkeit bestimmt wird aus der Wellenlänge der Kapillarwellen, die auf der Flüssigkeitsoberfläche durch Schwingungen bekannter Periode, am besten durch die Schwingungen einer mit Spitzen versehenen Stimmgabel, erzeugt werden können. Eine kurze Mitteilung der nach dieser Methode bei der Normal-Eichungs-Kommission während der letzten Jahre von mir ausgeführten Untersuchungen und deren Ergebnisse, welche in den soeben erschienenen „Wissenschaftlichen Abhandlungen der Kais. Normal-Eichungs-Kommission" Heft III, S. 101—198 in extenso veröffentlicht worden sind, soll den Gegenstand meines Vortrags bilden.[1])

Allgemein erhält man für die Oberflächenspannung die Gleichung

$$\alpha = \frac{1}{2\pi} \sigma n^2 \lambda^3 - \frac{g \lambda^2 \sigma}{4\pi^2} \text{ dynen/cm},$$

beziehungsweise

$$\alpha = \frac{1}{2\pi g} \sigma n^2 \lambda^3 - \frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2} \text{ gramm/cm}.$$

1) Die Diskussionen sind im Auftrage der Physik. Zeitschr. von Dr. B. Borchardt (Charlottenburg) mitstenographiert und den Beteiligten zur Durchsicht vorgelegt worden. Die Redaktion.

1) L. Grunmach, Wissenschaftl. Abhandl. der Kais. Normal-Eichungs-Kommission, Heft III, S. 101—198, Berlin 1902. Verfasser hat die Methode auch zur Bestimmung der Oberflächenspannung von geschmolzenen Metallen, sowie von verflüssigten Gasen angewendet. Vergl. L. Grunmach, Verhandl. d. Deutsch. Physikal. Gesellsch. 1, Nr. I, p. 13, 1899; Annal. d. Phys. IV, Band 3 S. 659, 1900; ferner L. Grunmach, Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 26. Juli 1900; Annal. der Phys. IV, Band 4, S. 367, 1901 und L. Grunmach, Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. zu Berlin, Gesamtsitzung vom 25. Juli 1901; Annal. d. Phys. IV, Bd 6, S. 559, 1901.

Hierin bedeuten g die Erdbeschleunigung, n die Schwingungszahl pro Sekunde, σ die Dichte der Flüssigkeit und λ die Wellenlänge in cm.

Bei Anwendung von Stimmgabeln hoher Schwingungszahl ist das zweite Glied nur von geringem Einfluss auf den Wert von α.

Um eine Vorstellung von dem Einfluss und der Grösse des von der Schwere herrührenden Korrektionsgliedes $\frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2}$ zu gewinnen, seien einige numerische Werte desselben in gramm/cm, wie sie sich bei Anwendung der benutzten Stimmgabeln von 157, beziehungsweise 253 Schwingungen pro Sekunde für Quecksilber, Wasser und Alkohol ergeben, hier mitgeteilt:

Quecksilber $\sigma = 13{,}552$	Wasser $\sigma = 0{,}999$	Alkohol $\sigma = 0{,}796$
für[1] $\lambda = 0{,}209$ cm ist $\frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2} = 0{,}0150$ g/cm	für $\lambda = 0{,}272$ cm ist $\frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2} = 0{,}0019$ g/cm	für $\lambda = 0{,}186$ cm ist $\frac{\lambda^2 \sigma}{4\pi^2} = 0{,}0007$
„ $\lambda = 0{,}200$ „ „ „ $= 0{,}0137$ „		
„ $\lambda = 0{,}154$ „ „ „ $= 0{,}0081$ „		
„ $\lambda = 0{,}143$ „ „ „ $= 0{,}0070$ „	„ $\lambda = 0{,}193$ „ „ „ $= 0{,}0009$ „	„ $\lambda = 0{,}138$ „ „ „ $= 0{,}0004$

1) Diese Werte von λ entsprechen den beobachteten Grenzwerten der Wellenlängen bei Anwendung der beiden Stimmgabeln.

Da in der Gleichung für die Oberflächenspannung die Schwingungsanzahl in der zweiten und die Wellenlänge in der dritten Potenz vorkommt, so hat eine Unsicherheit in der Bestimmung dieser beiden Grössen eine zweimal, beziehungsweise dreimal so grosse Unsicherheit in der Bestimmung der Oberflächenspannung zur Folge. Um numerisch den Einfluss festzustellen, welchen die Unsicherheit in der Kenntnis der Schwingungsanzahl, beziehungsweise der Wellenlänge oder der Dichte der zu untersuchenden Flüssigkeit auf die Genauigkeit der Bestimmung ihrer Oberflächenspannung hat, differenziere man die Gleichung

$$\alpha = \frac{n^2 \lambda^3 \sigma}{2\pi}$$

der Reihe nach partiell nach n, beziehungsweise nach λ und nach σ.

Nimmt man dann an, dass die Unsicherheit in der Bestimmung von n eine Schwingung in der Sekunde, in der Bestimmung von λ 0,01 mm und in der Bestimmung von σ eine Einheit der dritten Dezimale betrage, so ergiebt sich, dass bei Anwendung einer Stimmgabel von 157 Schwingungen in der Sekunde die Genauigkeit der Bestimmung der Oberflächenspannung beeinflusst wird

		bei Quecksilber,	bei Wasser
durch einen Fehler	$\partial n = 1$	um etwa 1,3 Proz.	1,3 Proz.
„ „	$\partial \lambda = 0{,}01$ mm	„ 1,4 „	1,1 „
„ „	$\partial \sigma = 0{,}001$	„ 0,01 „	0,1 „

und dass bei Anwendung einer Stimmgabel von 253 Schwingungen in der Sekunde die Genauigkeit der Bestimmung der Oberflächenspannung beeinflusst wird

		bei Quecksilber,	bei Wasser
durch einen Fehler	$\partial n = 1$	um etwa 0,8 Proz.	0,8 Proz.
„ „	$\partial \lambda = 0{,}01$ mm	„ 2,0 „	1,5 „
„ „	$\partial \sigma = 0{,}001$	„ 0,01 „	0,1 „

Man erkennt hieraus, dass die Genauigkeit der Bestimmung der Oberflächenspannung vorzugsweise von der Sicherheit abhängig ist, mit welcher die Schwingungsanzahl der erregenden Stimmgabel bekannt ist, und von der Genauigkeit, mit welcher die Wellenlänge der Kapillarwellen gemessen werden kann.

Die Hauptanforderung, welche man an eine Stimmgabel zur Erzeugung bequem und sicher messbarer Kapillarwellen zu stellen hat, ist die, dass ihr Ton ein starker und möglichst lange andauernder ist. Auf die Dauer des Tönens sind aber nicht nur die Natur und die Behandlungsweise des Materials und die Dämpfung der Flüssigkeit, sondern auch Form und Dimensionen der Stimmgabel von grösstem Einflusse. Bei den in folgendem mitzuteilenden Versuchen kamen zwei von Herrn Mechaniker Hans Heele aus bestem Dannemora-Gussstahle hergestellte Stimmgabeln zur Verwendung, deren Maassverhältnisse sich nach vielen mit verschieden dimensionierten Stimmgabeln ausgeführten Vorversuchen als die günstigsten ergeben hatten.

Bei der ersten beträgt die Länge der Zinken 15 cm, die Breite des rechteckigen Querschnitts derselben 1,4 cm und die Dicke 0,7 cm. Der innere Abstand der unteren Zinkenenden beträgt 1,4 cm, der weiteste oben am Sattel 1,9 cm. In die unteren Flächen der Zinken, und zwar genau in die Mitten derselben, sind feine Gewinde gebohrt, in welche die beiden genau gleich langen (1,3 cm), mit Gewinden versehenen Stahlspitzen fest eingeschraubt sind. Sie liegen in einer Ebene, ihr Abstand beträgt abgerundet 2,05 cm. Die Schwingungsanzahl ist von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt bestimmt und durch die Gleichung gegeben

$$n_t = 253{,}13 - 0{,}0025\,(t - 19^0{,}1) \pm 0{,}05.$$

Mit ihrem Stiel ist die Stimmgabel in einen starken prismatischen eichenen Halter von quadratischem Querschnitt unverrückbar fest eingeschraubt und wird bei den Versuchen in vertikaler Lage in einem Stative von folgender Form (Fig. 1) befestigt. Eine starke nivellier-

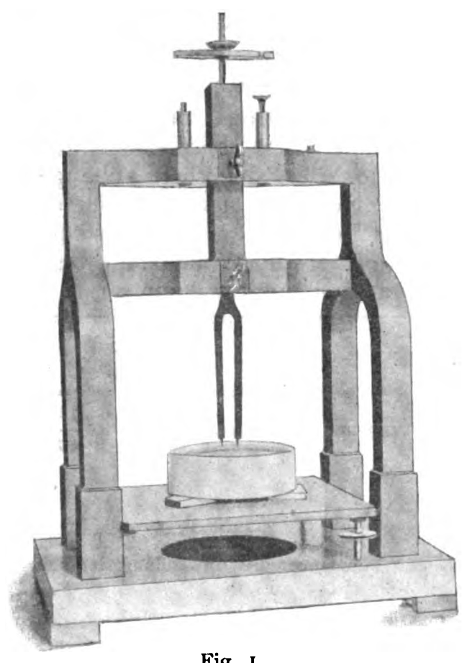


Fig. 1.

bare Grundplatte trägt zwei solide vertikale Säulen, welche durch zwei starke, parallele, in derselben Vertikalebene liegende horizontale Querbalken miteinander verbunden sind. In der Mitte dieser Querbalken befinden sich quadratische Öffnungen, welche genau gleichgross sind und vertikal untereinander liegen, so dass durch sie hindurch der quadratisch geformte Stimmgabelhalter mit sanfter Reibung geführt und durch zwei Druckschrauben festgeklemmt werden kann. Eine Feinverstellung der Stimmgabel in vertikaler Richtung kann mittels eines am oberen Ende des Stimmgabelhalters befindlichen Schraubengewindes bewirkt werden.

Bei der zweiten, grösseren Stimmgabel beträgt die Länge der Zinken bis zum Sattel 24 cm, der rechteckige Querschnitt derselben hat 2,6 cm Breite und 1,2 cm Dicke, der innere Abstand der Zinken ist am unteren Ende 0,7 cm, der weiteste am Sattel 1,8 cm. Anstatt der Stahlspitzen sind in die unteren Flächen, und zwar wieder in die Mitten derselben, auf das sorgfältigste gearbeitete Platinspitzen eingeschraubt, die in einer Ebene liegen, und deren Abstand 1,8 cm beträgt. Mit ihrem Stiele ist die Gabel wieder in einen sehr starken prismatischen Halter von gleichseitig dreieckigem Querschnitte fest eingeschraubt, welcher in einem dem vorhin beschriebenen ähnlichen, nur bei weitem stärker gebauten Stativ auf- und abbewegt und befestigt werden kann. Die Vertikalbewegung wird mittels Trieb- und Zahnstange bewirkt.

Die Schwingungsanzahl der grösseren Stimmgabel ist durch die Formel gegeben:

$$n = 156{,}94 - 0{,}016\,(t - 19) \pm 0{,}03.$$

Die zu untersuchenden Flüssigkeiten befanden sich in hinreichend tiefen und weiten Gefässen, um störende Einflüsse, welche durch Reflexion der Wellen an den Wänden, sowie durch Reibung an der Bodenfläche hervorgerufen werden könnten, auszuschliessen, und zwar anfänglich in einem cylindrischen Porzellangefäss, welches auf einer starken, durch drei Stellschrauben zu horizontierenden Eisenplatte ruhte, die auf die Grundplatte des Stativs aufgesetzt war (Fig. 1). Im Laufe der Versuche erwies sich indessen diese Aufstellung nicht ausreichend, um fremde störende Erschütterungen der Flüssigkeitsoberfläche auszuschliessen.

Durch die Schwingungen der erregenden Stimmgabel wurden nämlich Vibrationen des Stimmgabelstativs und also auch der Grundplatte hervorgerufen, die auch auf die Flüssigkeitsoberfläche störend einwirkten. Zur Beseitigung derselben wurde deshalb bei den späteren Versuchen in der Grundplatte des Stativs ein kreisförmiger Ausschnitt gemacht, durch welchen hindurchragend das Flüssigkeitsgefäss auf einem besonderen dreifussartigen Untersatze ruhte, sodass also Flüssigkeitsgefäss und Stimmgabelstativ, beide unabhängig voneinander, fest aufgestellt waren. Um schliesslich aber auch noch von gewissen, die Oberflächenspannung in hohem Masse beeinflussenden Nachwirkungserscheinungen unabhängig zu werden, welche zuerst von Herrn Quincke als „elastische Nachwirkung" bei Flüssigkeitsoberflächen bezeichnet und untersucht worden sind, und die darin bestehen, dass die Oberflächenspannung der Flüssigkeiten, wenn letztere mit der atmosphärischen Luft in Berührung stehen, mit der Zeit stark abnimmt, und zwar für verschiedene Flüssigkeiten um verschiedene Beträge, die bis zu 30 Prozent und mehr ansteigen, so ist als Flüssigkeitsgefäss, nach einer zuerst von Herrn Röntgen angegebenen Idee, ein Doppeltrichterapparat angewendet worden, welcher es ermöglicht, in jedem beliebigen Zeitmoment eine frische neue Flüssigkeitsoberfläche herzustellen und unmittelbar darauf, so zu sagen in statu nascendi, die Oberflächenspannung zu bestimmen.

In Fig. 2 und 3 sind zwei Formen des Doppeltrichterapparats dargestellt.

Der kleinere kam ausschliesslich bei den Versuchen mit Quecksilber zur Verwendung.

Ein Trichter, dessen oberer Rand genau eben geschliffen ist und genau horizontal gestellt werden kann, ist mit seinem Hals in den Hals eines ihn konzentrisch umgebenden weiteren Trichters eingeschliffen. In den Hals des ersten Trichters ist wieder eingeschliffen ein Konus, welcher den kürzeren Schenkel einer U-förmigen

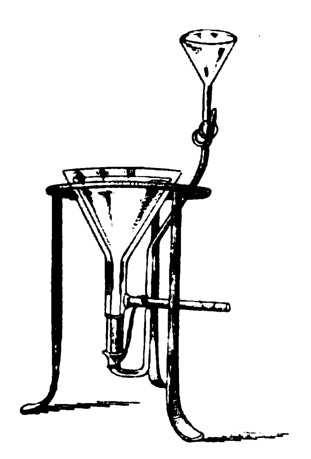


Fig. 2.

Glasröhre bildet, die nach oben abbiegt und in einen durch einen Hahn abzuschliessenden Trichter endigt, in welchen aus einem geeignet aufgestellten Behälter die zu untersuchende Flüssigkeit hineingeleitet wird. Bei den Messungen der anderen Flüssigkeiten wurde der grössere Apparat angewendet, welcher nach demselben Prinzipe konstruiert ist. Die zu untersuchende Flüssigkeit wird bei Anwendung des Pressluftballs D aus der Woolfschen Flasche F durch das dreimal rechtwinklig gebogene Steigrohr S, welches, wenn es mit Flüssigkeit angefüllt ist, wie ein Heber

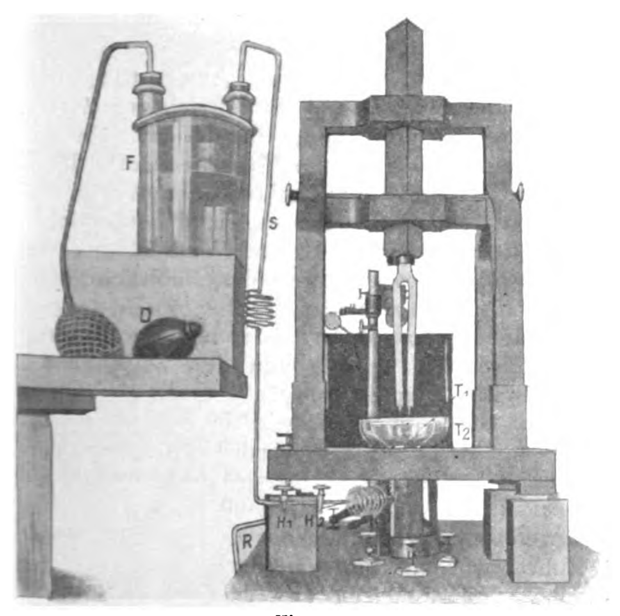


Fig. 3.

wirkt, unter Vermittelung zweier federnder Glasspiralen in die innere trichterförmige Schale T_1 geleitet, deren oberer Rand eben geschliffen ist. Durch die Hähne H_1 und H_2 kann der Zufluss reguliert, beziehungsweise abgeschlossen werden, während die über den Rand von T_1 überfliessende Flüssigkeit durch das seitlich am Halse des T_1 umschliessenden Trichtergefässes T_2 angeschmolzene Abflussrohr R abfliesst.

Das zur Messung der Wellenlängen benutzte Ablesemikroskop ist im Verlauf der Versuche mit mehrfachen Verbesserungen und Justierungsvorrichtungen versehen worden und hat schliesslich die durch Fig. 4 dargestellte, nach meinen Angaben von der Firma Schmidt & Hänsch ausgeführte Form gewonnen, in der es als Universalinstrument, als Ablesemikroskop oder -Fernrohr und als Kathetometer verwendet werden kann. Unmittelbar hinter dem Okular befindet sich der Mikrometerschlitten M, der zwei in derselben Ebene liegende Fa-

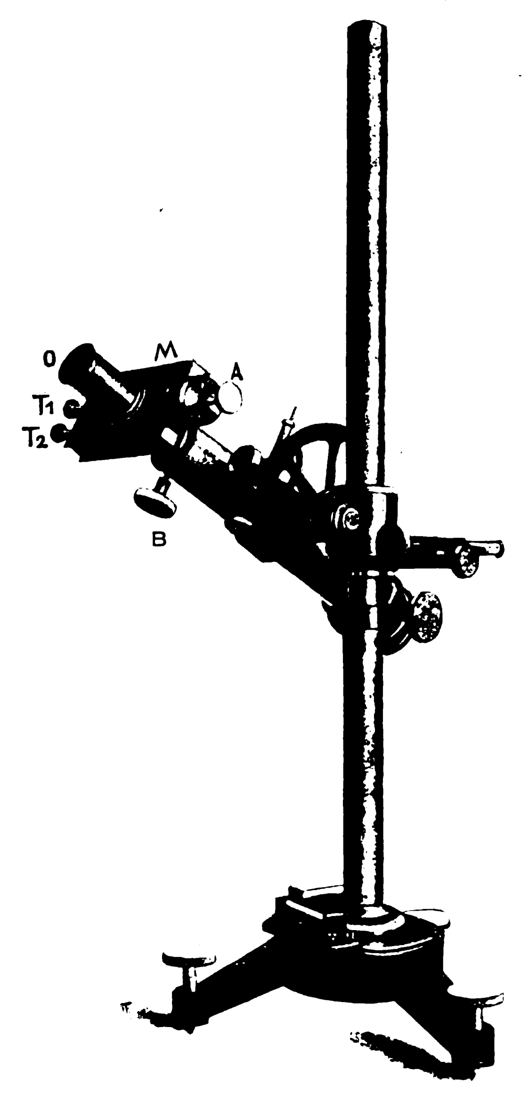


Fig. 4.

denkreuzpaare enthält, welche einzeln durch besondere Schrauben T_1 und T_2 relativ gegeneinander bewegt und in einer beliebigen gegenseitigen Entfernung, die im Maximum dem Abstande (2,05 cm) der beiden Stimmgabelspitzen entspricht, eingestellt werden können. Unabhängig von diesen Fadenkreuzpaaren lässt sich in einer zu ihrer Ebene parallelen und von ihr um die Fadendicke entfernten Ebene ein (dritter) vertikaler Spinnewebfaden mittels der feinen Mikrometerschraube A bewegen, welche an ihrem Ende mit einer in 100 Teile geteilten Messtrommel versehen ist. Mittels der Schraube B wird das Ablesemikroskop auf die richtige Sehweite eingestellt. Das Okular O kann durch eine Abbesche Autokollimationsvorrichtung ersetzt werden, welche es ermöglicht, mit Hilfe eines an der Stimmgabel zu befestigenden Planspiegels die optische Achse des Mikrometermikroskops senkrecht zur Stimmgabelachse und zu der durch die beiden Stimmgabelspitzen bestimmten Ebene zu stellen.

Der Untersuchung unterworfen worden sind Quecksilber, welches im Vakuum destilliert worden war, destilliertes Wasser, und zwar sowohl käuflich bezogenes wie solches, welches kurz vor den Versuchen in einer silbernen, innen stark vergoldeten Destillationsblase destilliert worden war, ferner absoluter Alkohol, wässerige Zuckerlösungen verschiedener Konzentration, welche aus chemisch reinem Rohrzucker und destilliertem Wasser hergestellt und hernach unter Erwärmung von der absorbierten Luft mittelst einer Wasserstrahlluftpumpe möglichst vollständig befreit worden waren, russisches Leuchtöl und amerikanisches Mineralöl und endlich wässerige Schwefelsäuremischungen verschiedener Konzentration, welche aus chemisch reiner konzentrierter Schwefelsäure und destilliertem Wasser in grossen Mengen bei möglichst geringer Wärmeentwickelung hergestellt worden waren. Die Dichten der Flüssigkeiten wurden vor und nach den Versuchen auf das sorgfältigste aräometrisch bestimmt.

Die gesamten Beobachtungen sind der Versuchanordnung gemäss in zwei Hauptgruppen zu teilen: Die erste, bei weitem umfangreichere Hauptgruppe umfasst die während der Jahre 1896 bis 1900 an Quecksilber, Wasser, absolutem Alkohol, Leuchtöl, Mineralöl, wässerigen Zuckerlösungen und verdünnter Schwefelsäure verschiedener Konzentration gemachten Beobachtungen.

Bei diesen Versuchen, die im grossen auf konstanter Temperatur zu erhaltenden Komparatorsaale des alten Dienstgebäudes der Normal-Eichungs-Kommission ausgeführt worden sind, diente zur Aufnahme der Flüssigkeiten die einfache cylindrische Porzellanschale, in welche die zu untersuchende Flüssigkeit entweder hineinfiltriert, wie z. B. Quecksilber, oder direkt aus den zur Aufbewahrung dienenden Flaschen hineingegossen wurde, so dass die Flüssigkeitsoberfläche eine verhältnismässig lange Zeit mit der atmosphärischen Luft in Berührung war, bevor mit den Messungen begonnen werden konnte. Die ganze Versuchsanordnung befand sich auf einer grossen starken Eichenholzplatte, die mit starken Eisenzwingen auf einer grossen Eisenplatte festgeklammert war, die ihrerseits in den östlichen isolierten Pfeiler des Komparatorsaales eingegipst war. Wenn auch diese Versuche für einige Flüssigkeiten trotz aller Mühe und Sorgfalt, die darauf verwendet wurde, sie und ihr Aufnahmegefäss rein zu erhalten, insofern nicht ganz zufriedenstellende Ergebnisse lieferten, als sie für Quecksilber wegen der „elastischen Nachwirkung" seiner Oberfläche zu kleine Werte der Kapillarkonstante ergaben und bei Zuckerlösungen und besonders bei verdünnter Schwefelsäure je nach dem Grade der Reinheit der umgebenden Luft grössere Abweichungen in den einzelnen Beobachtungsreihen zu Tage traten, so sind dieselben in der Originalabhandlung[1]) doch in extenso mitgeteilt worden, einmal um zu zeigen, was sich bei dieser Versuchsanordnung erreichen lässt, und dann im Gegensatze dazu die Vorzüge der bei der zweiten Hauptgruppe von Beobachtungen angewandten Versuchsanordnung erkennen zu lassen.

Die zweite Hauptgruppe umfasst die im Jahre 1901 ausgeführten Beobachtungen, bei welchen sich die Versuchsanordnung auf einer starken, durch eiserne Streben getragenen Wandkonsole im westlichen Eckzimmer der oberen Etage des neuen Dienstgebäudes der Normal-Eichungs-Kommission befand. Bezüglich der Stabilität ist zwar diese Aufstellung nicht so günstig, wie die im Komparatorsaale, von wesentlicher Bedeutung ist aber die Anwendung der vorhin beschriebenen Doppeltrichterapparate, welche es ermöglichen, in jedem Zeitmomente eine reine frische Flüssigkeitsoberfläche herzustellen und die Kapillarkonstante zu bestimmen, und bei nicht zu leicht beweglichen Flüssigkeiten, wie z. B. bei Wasser und bei verdünnter Schwefelsäure, die Beobachtungen sogar bei beständig sich erneuernder Oberfläche auszuführen, d. i. also vollständig unabhängig zu werden von den sogenannten „elastischen Nachwirkungen" und an Oberflächen zu beobachten, wie sie reiner und frischer nicht hergestellt werden können. Versuche mit dieser Anordnung sind bereits für Quecksilber, Wasser, Alkohol und verdünnte Schwefelsäure verschiedener Konzentration ausgeführt worden und werden auch auf die anderen Flüssigkeiten ausgedehnt werden.

1) L. Grumnach, l. c. S. 122—139; 147—152 u. ff.

Aus den mitgeteilten Versuchen ergiebt sich:

1. Für reines Quecksilber, und zwar unmittelbar nach Herstellung einer frischen Oberfläche bei ca. 18° C. für die Oberflächenspannung der Wert 0,50 g/cm, welcher aber sofort, wenn das Quecksilber mit der Luft in Berührung bleibt, herabsinkt und von Minute zu Minute kleiner wird, um sich nach etwa 15 bis 30 Minuten dem längere Zeit konstant bleibenden Werte 0,41 bis 0,40 zu nähern. Für Quecksilber, welches, vor Staub und gröberer Verunreinigung geschützt, in grösserer freier Oberfläche tagelang mit der atmosphärischen Luft in Berührung bleibt, sinkt der Wert bis auf etwa 0,33, also fast um 34 Proz. des Maximalwerts.

2. Für reines destilliertes Wasser, und zwar für eine ganz frische (beständig sich erneuernde) Oberfläche beträgt die Oberflächenspannung bei 17° C. 0,077 g/cm.

3. Für chemisch reinen absoluten Alkohol, welcher von atmosphärischer Luft abgeschlossen gewesen, beträgt die Oberflächenspannung für eine ganz frische, beständig sich erneuernde Oberfläche $0{,}019_5$ bei 22,8° C. (Dichte 0,7888), für absoluten Alkohol, dessen freie Oberfläche etwa 1/2 Stunde lang mit der atmosphärischen Luft in Berührung bleibt, $0{,}021_3$ bei 18,4 C. und für absoluten Alkohol, der häufiger und längere Zeit mit der Luft in Berührung war und deshalb nicht mehr (wenn auch aräometrisch nicht nachweisbar) als wasserfrei angesehen werden kann, $0{,}026_7$ bei 17,7° C. Das stete Anwachsen der Zahl deutet darauf hin, dass der Alkohol durch Absorption der in der atmosphärischen Luft enthaltenen Feuchtigkeit allmählich an der Oberfläche wasserreicher wird.

4. Für verdünnte Schwefelsäure ergiebt sich folgende Tafel:

Prozent	Dichte	Halbe spezifische Kohäsion	Oberflächen-Spannung in g/cm	Temperatur
10	1,067	0,0723	0,0771	19,0
20	1,140	0,0687	0,0783	21,8
30	1,217	0,0650	0,0791	21,9
40	1,306	0,0615	0,0803	19,4
50	$1{,}392_4$	0,0597	0,0832	20,7

5. Für russisches Leuchtöl bei 15,3° C. (Dichte 0,821) beträgt die Oberflächenspannung 0,031 g/cm.

6. Für amerikanisches Mineralöl bei 15,4° C. (Dichte 0,756) beträgt die Oberflächenspannung 0,030 g/cm.

Die für wässerige Zuckerlösungen erhaltenen, in der Originalabhandlung mitgeteilten Werte sollen noch nicht als endgültige angesehen werden, da diese Flüssigkeiten bisher nur in dem einfachen Gefässe, welches die Herstellung einer reinen Oberfläche nicht genügend sicherte, untersucht worden sind und erst noch bei Anwendung des Doppeltrichterapparats untersucht werden sollen. Auch die Bestimmung der Temperaturkoeffizienten der Oberflächenspannung der vorher aufgeführten Flüssigkeiten soll noch einer besonderen Untersuchung vorbehalten bleiben. Der hauptsächliche Wert unserer Untersuchungsmethode besteht, wie nochmals besonders hervorgehoben sei, darin, dass sie es ermöglicht, in jedem Zeitmomente eine reine, absolut frische Oberfläche herzustellen und bei beständig sich erneuernder Oberfläche zu beobachten und deshalb vollständig unabhängig zu werden von dem zeitlichen Einflusse der Luft auf die Oberflächenspannung. Geradezu unentbehrlich ist sie für die Untersuchung von Flüssigkeiten, welche Wasser stark absorbieren, wie z. B. Schwefelsäure oder absoluter Alkohol, Schwefeläther etc.

Der einzige Einwand, der gegen die Methode erhoben werden, die einzige Fehlerquelle, die sie beeinflussen könnte, besteht darin, dass ein fremder, der Luft ausgesetzter Körper, nämlich die Stimmgabelspitzen, welche durch Absorption mit einer Lufthaut von grösserer oder geringerer Dicke behaftet sind, in die Flüssigkeit getaucht werden und deren Oberflächenspannung verändern können. So beschreibt Herr Fridtjof Nansen eine Reihe von exakten Versuchen, die er gelegentlich seiner Polarexpedition bei Untersuchungen über die Dichte des Meerwassers ausgeführt hat, aus denen hervorgeht, dass die Oberflächenspannung des Wassers beim Eintauchen von festen Körpern eine Änderung erfährt, und zwar vergrössert wird, wenn ein trockener Körper eingetaucht wird, weil dieser die vorhandene Wasserhaut an sich zieht und die Ausbildung einer neuen Haut bewirkt, dagegen verkleinert wird, wenn ein feuchter Körper eingetaucht wird, weil die auf ihm befindliche Flüssigkeitsschicht sich dann auf der Wasseroberfläche ausbreitet. Von Einfluss dürfte deshalb auch der Feuchtigkeitsgehalt der Luft sein, dessen ständige Beobachtung sich überhaupt bei Kapillaritätsbestimmungen empfiehlt. Auch von dieser kleinen Fehlerquelle würde man frei werden, und die Methode würde eine ideale werden, wenn es gelänge, ohne jede Vermittelung schwingender Spitzen, sondern nur auf dem Wege einfacher Resonanz sicher messbare Kapillarwellen auf Flüssigkeitsoberflächen zu erzeugen. Versuche nach dieser Richtung sind auch bereits in Angriff genommen.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion:

Warburg (Berlin): Wenn ich recht verstanden habe, so nimmt beim Quecksilber die Oberflächen-

spannung mit der Zeit ab, beim Alkohol dagegen zu. Das letztere geschieht wohl deswegen, weil der Alkohol aus der Luft Wasserdampf absorbiert?

Grunmach: Gewiss, die Zunahme der Oberflächenspannung des Alkohols, welcher längere Zeit an der Luft steht, deutet darauf hin, dass der Alkohol durch Absorption des in der Luft vorhandenen Wasserdampfes wasserreicher wird. Aräometrisch liess sich das aber nicht feststellen.

Warburg: Dass sich das aräometrisch nicht feststellen lässt, liess sich wohl erwarten; denn es handelt sich ja nur um eine ganz minimale Menge an der Oberfläche, welche aräometrisch nicht nachweisbar ist.

Grunmach: Da der Alkohol durch Wasseraufnahme spezifisch schwerer wird, könnte man annehmen, es würde dies vielleicht auch aräometrisch nachweisbar sein, aber die Versuche ergaben keine Zunahme der Dichte, so dass die Wasserzunahme in der That nur auf die Oberfläche beschränkt ist.

Straubel (Jena): In der Nähe eines Erregungscentrums sind nach der Theorie die Wellenlängen länger, als in einiger Entfernung von demselben. Das muss doch auch hier in der Nähe der eintauchenden Spitzen in erheblichem Maasse der Fall sein. Ich möchte fragen, ob der Vortragende auf diesen Punkt Rücksicht genommen, resp. etwas darüber festgestellt hat.

Grunmach: Jawohl, das verhält sich in der That so. In der Nähe der eintauchenden Spitzen, der Erregungscentren, erscheinen die Interferenzwellen zu gross. Man darf deshalb nicht unmittelbar in der Nähe der Stimmgabelspitzen, sondern erst an den in einiger Entfernung von denselben erscheinenden Kurven messen, abgesehen davon, dass auch die Interferenzkurven in der Nähe der Spitzen unscharf erscheinen. Ich stellte die Beobachtungen in der Regel etwa in $^1/_3$ der Entfernung der beiden Spitzen, und zwar symmetrisch zur Mitte, an.

Planck (Berlin): Ich möchte eine Frage wegen des Einflusses der Zähigkeit der Flüssigkeit stellen. Die Kelvinsche Formel enthält allerdings davon nichts; aber es lässt sich doch annehmen, dass die zähere Flüssigkeit eine kleinere Wellenlänge liefern würde bei gleicher Dichtigkeit und Schwingungszahl. Kann der Vortragende darüber vielleicht eine Mitteilung machen?

Grunmach: Nein, hierüber habe ich direkte Versuche nicht angestellt.

Nernst (Göttingen): Die Zähigkeit hat doch zunächst nur den Einfluss der Dämpfung; ist die Dämpfung mässig, so wird die Schwingungsdauer nur äusserst wenig beeinflusst.

Planck: Ich sollte denken, dass die Wellenlänge selbst beeinflusst wird von der Zähigkeit; denn in der zäheren Flüssigkeit ist die Reibung grösser, und theoretisch wird dadurch die Wellenlänge geändert bei gleicher Schwingungszahl, und hier ist doch die Schwingungszahl durch die Stimmgabel gegeben.

Grunmach: Ich denke, dass doch die Zähigkeit nur den Einfluss der Dämpfung haben wird. In zäheren Flüssigkeiten erlöschen die auf ihrer Oberfläche erregten Kapillarwellen schneller. Auf reinem Glycerin konnte ich mit den angewandten Stimmgabeln Kapillarwellen überhaupt nicht erregen, ebensowenig auf Olivenöl.

Planck: Wenn Wellen von bestimmter Schwingungsdauer sich fortpflanzen in einem Medium, so ändert sich durch die Reibung die Fortpflanzungsgeschwindigkeit, also auch die Wellenlänge. Prinzipiell wird man dagegen also nichts sagen können. Ich wollte nur fragen, inwieweit dies praktisch zu vernachlässigen ist, da mir die genauere Formel jetzt nicht gegenwärtig ist.

Nachträgliche Bemerkung des Vortragenden:

Zwei Flüssigkeiten von gleicher Dichte und gleicher Schwingungszahl, aber verschiedener Zähigkeit, würden doch ihrer Natur nach verschieden sein und demgemäss voraussichtlich auch verschiedene Kapillarkonstanten besitzen. Wenn sich daher für solche zwei Flüssigkeiten verschiedene Wellenlängen ergeben sollten, so brauchte diese Verschiedenheit nicht Folge der verschiedenen Zähigkeit zu sein, sondern würde in der Verschiedenheit der von der Natur der Flüssigkeiten abhängigen Kapillarkonstanten begründet sein.

E. Lecher (Prag), Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen.

Die ersten Versuche über Schirmwirkung verdünnter Gase gegen elektrische Schwingungen rühren wohl von J. Moser[1]) her. Unabhängig davon zeigte J. J. Thomson[2]) ein Jahr später, dass in einer von raschen Schwingungen umkreisten evakuierten Glasröhre leuchtende Ringe entstehen. Bei dieser Anordnung konnte J. J. Thomson elektrostatische Wirkungen durch einen passenden Schirm abblenden.

Der erste Anblick dieses Ringes drängt wohl leicht zum Glauben an einfache elektrostatische Ladungsströme. Dieser Meinung war z. B. Lodge, als er gleichzeitig mit J. J. Thomson dieselbe Erscheinung beschreibt.[3])

Vielleicht ist zur weiteren Bestätigung der ursprünglichen Thomsonschen Auffassung folgender einfache Versuch erwähnenswert. Ich wickelte um eine ausgepumpte Glasröhre (30 cm lang, Durchmesser 5 cm) eine bifilare Rolle *a* und eine gewöhnliche Rolle *b* von je 4 Windungen; *b* sei zur Erde abgeleitet. Durchfliessen nun diese

1) C. R. **110**, 397, 1890.
2) Phil. Mag. (5) **32**, 321, 335, 1891.
3) El. Eng. N. Y. 1. Juli 1891. Dagegen spricht sich auch aus E. C. Remington, Phil. Mag. (5) **35**. 506, 1893.

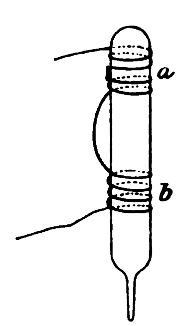


Fig. 1.

Drähte kräftige elektrische Schwingungen, so ist in *a* trotz der hohen Spannung des Drahtes die Lichtwirkung nur schwach, indes durch *b* ein glänzender Lichtring induziert wird.

Schon J. J. Thomson verwendete seine Anordnung zu einer Schätzung der elektrischen Leitfähigkeit von Gasen. Ich habe nun eine analoge Methode durchprobiert, deren wesentliche Einrichtung folgende war.

Durch einen Induktionsapparat (Schlagweite = 40 cm) wurde mit einem Primär-Wechselstrome (von 30 Ampère, 120 Volt und 46 Schwingungen per sec) ein hochgespannter Wechselstromlichtbogen *L* zwischen den Polen

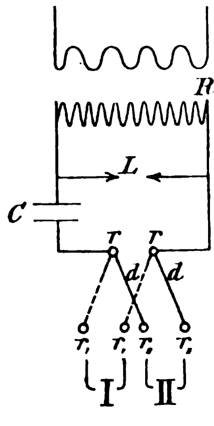


Fig. 2.

eines kräftigen Elektromagneten (in Fig. 2 nicht gezeichnet) erzeugt. Parallel zu *L* ist ein Kondensator *C* geschaltet. Diese Kondensatorschwingung kann mittels der Quecksilbernäpfchen *rr* und der Drahtbügel *dd* entweder über *r, r,* durch ein System I oder aber über *r,, r,,* durch ein System II geleitet werden.

Das System I dient als Normalsystem zur Kontrolle der Schwingungskonstanz und besteht aus einem Glasbecher von 12 cm Höhe und 5 cm Durchmesser. Aussen gehen um dasselbe 4 Windungen eines 3 mm dicken, gut isolierten Kupferdrahtes, dessen Enden dauernd je mit *r, r,* verbunden sind. In der Mitte dieses Bechers ist konzentrisch ein schmälerer, von 2,5 cm Durchmesser befestigt. In diesem steckt ein massiver Hartgummi-Cylinder, umwickelt mit 10 Windungen dünnen isolierten Kupferdrahtes. Um diese Windungen liegt Paraffinpapier und darüber ein langer, geerdeter und der Länge nach geschlitzter Stanniolcylinder. Beide Gläser sind mit Vaselinöl gefüllt. Das Ganze ist ein kleiner Induktionsapparat; geht durch den Aussendraht eine kräftige elektrische Schwingung, so wird im inneren Drahte eine sekundäre Schwingung induziert, welche nach später zu schildernden Methoden gemessen werden kann.

Das System II besteht aus einem dem Bunsenschen Eiskalorimeter ähnlichen Glasgefässe; im inneren mit Vaselinöl gefüllten Gefässe ist eine gleiche Sekundärspule *s* befestigt, wie in I. Aussen sind 4 Windungen *w* des

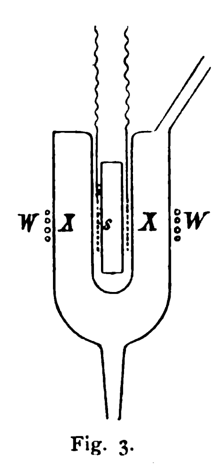


Fig. 3.

dicken Drahtes. Das Innere *X* des Gefässes kann mit Gasen oder Flüssigkeiten gefüllt werden. Nicht gezeichnet ist die geerdete und der Länge nach geschlitzte Stanniolhülle der Sekundärspule *s*.

Man misst nun zuerst die Schwingungswirkung auf I, auf das Vergleichssystem. Die Bügel *dd* (Fig. 1) führen nach *r, r,* — dann wird *dd* nach *r,, r,,* gelegt und die Wirkung auf II gemessen, wobei *X* in Fig. 3 einmal mit Gasen und dann mit Elektrolyten gefüllt war. So hoffte ich den Elektrolyten zu finden, dessen Schirmwirkung genau gleich ist der Schirmwirkung eines bestimmten Gases. Da ja hier einfach statt des Gases ohne irgend eine sonstige Änderung der Elektrolyt substituiert wird, erhält man ein Mass der Leitfähigkeit des Gases.

Bei einer solchen Substitutionsmethode ist nun auch die Art, wie der induzierte Wechselstrom gemessen wird, von nebensächlicher Bedeutung.

Ich verwendete zu dem Zwecke zuerst ein

Bellatisches Elektro-Dynamometer[1]), ein Galvanometer mit schiefgestelltem Eisenbündel. Die beiden kleinen Sekundärspulen der Systeme I und II sind mit einer Wippe verbunden, sodass immer nur eine derselben ins Dynamometer eingeschaltet ist. Vor dem Dynamometer liegt noch ein Schlittenapparat, um die Grösse des Ausschlages beliebig zu variieren. Es ist nicht uninteressant, dass dies schöne Instrument noch auf so rasche Schwingungen, 10^6 per Sekunde, anspricht.

Ein grosser Teil der mitgeteilten Versuche ist noch in folgender Weise wiederholt. s sei die Sekundärspule von Fig. 3. — Die

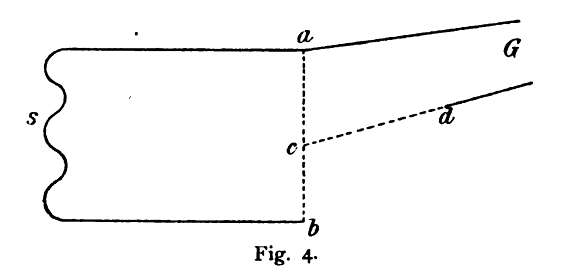


Fig. 4.

Leitung derselben enthält einen etwa 4 cm langen, sehr dünnen Konstantendraht $a\,b$ (Durchmesser = 0,06 mm). — In der Mitte desselben bei c ist ein fast ebenso dünner Eisendraht $c\,d$ angelötet. Die Lötmasse bei c ist möglichst klein. Von a und d gehen Drähte zu einem Galvanometer mit beweglicher Spule (von Ducretet, Spulenwiderstand = 0,38), dem noch ein Widerstand von 1 Ohm als Shunt parallel geschaltet ist. Die durch die Schwingung in s erzeugte Erwärmung von c wird so mittels eines Thermostromes gemessen. Die Vorteile dieser für fernere Messungen wohl vorzuziehenden Methode liegen in der grösseren Empfindlichkeit (man braucht für s viel weniger Windungen) und vor allem in der Raschheit des Ausschlages, wodurch die Beobachtungszeit bedeutend abgekürzt wird.

Als Beispiele der Beobachtungs- und Berechnungsart seien folgende Zahlen angeführt. Es werden immer abwechselnd 3 Versuche mit dem Vergleichssystem I und mit dem Versuchssystem II gemacht.

	I	II	I	II	I	II
Ausschläge	1507	1140	1556	1072	1421	1058
	1501	1054	1439	1136	1407	990
	1489	1082	1470	1091	1576	1127
Mittel	1499	1092	1488	1100	1468	1058
	= a	= b	= c	= d	= e	= f

1) Siehe J. W. Giltay. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam 25. Jan. 1902.

Dann nehme ich die Mittel $\frac{a+c}{b} = 1{,}369$

$$\frac{c}{b+d} = 1{,}357$$

$$\frac{c+e}{d} = 1{,}344$$

$$\frac{e}{d+f} = 1{,}361$$

Gesamtmittel $= 1{,}356$

Solche Beobachtungsreihen wurden zunächst für atmosphärische Luft aufgestellt und zwar für Schlagweiten $L = 1{,}5$ cm Kurve 1
$= 0{,}5$ cm Kurve 2
$= 0{,}3$ cm Kurve 3
und für verschiedene Drucke zwischen 760 mm und Null.

In den (Tab. I) gegebenen Kurven sind die gewonnenen Mittel des Verhältnisses des Normalsystems I durch das Absorptionssystem II als Ordinaten (der Raumersparnis wegen um Eins vermindert), die Drucke als Abscisse aufgetragen. Doch ist (wieder der Raumersparnis wegen) der Massstab der letzteren ein willkürlich sich ändernder: auf 760 mm folgt gleich 10 mm, von hier bis 1 mm ist ein Teilstrich gleich 1 mm, von hier bis 0,1 mm sind die Abscissen in 10fachem Massstabe aufgetragen (1 Teilstrich = 0,1 mm) und von 0,1 mm abwärts sind die Drucke mit nochmals verzehnfachter Abscisse gegeben (1 Teilstrich = 0,01 mm).

Die Abweichungen der — nach dem blossen Gefühle gezeichneten — Kurven von den gemessenen Mittelwerten sind oft nicht unbedeutend, doch sind solche Fehler bei allen Beobachtungen mit grossen Funken wohl kaum zu vermeiden.[1])

Bei grossen Schlagweiten (Kurve 1) sind die Fehler bedeutende, weil hier die Konstanz des Funkens L schon zu wünschen lässt. Das wird bei kleineren Schlagweiten besser, dann aber macht sich ein kleiner Fehler in der Einstellung der allmählich abbrennenden Elektroden immer mehr geltend.

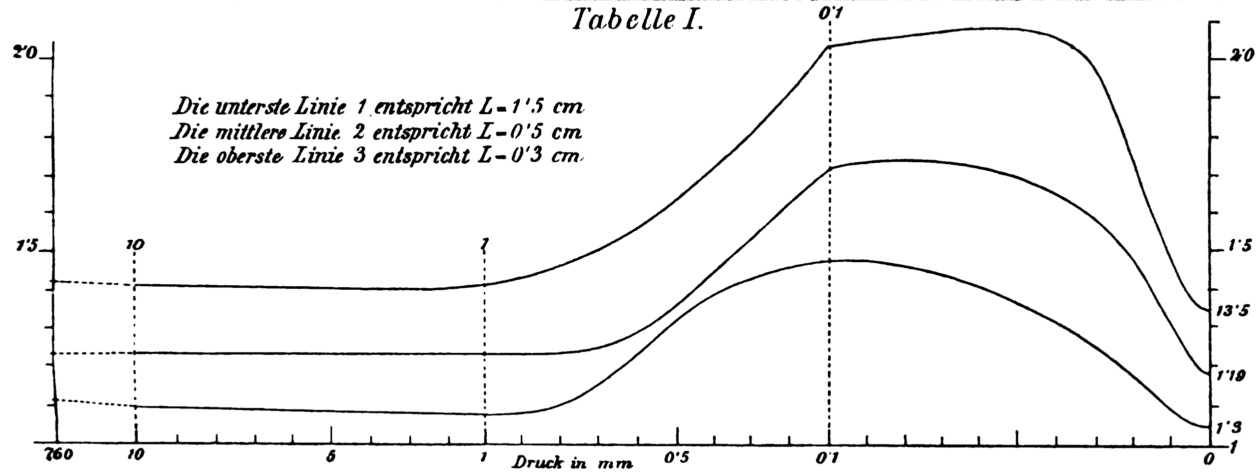
Dass dies der Fall ist, ist gewiss, wenn ich auch den Grund nur vermutungsweise angeben kann.

Der Anblick der drei Kurven zeigt nämlich, dass im grossen Ganzen die Ordinaten für 760 und Null fast gleich sind, dass aber diese Werte von Kurve zu Kurve sich ändern. Nehmen wir an, dass das Vakuum keine Schirmwirkung ausübt, so sollten die Ordinaten für tiefe Drucke gleich sein. Es sind

1) für $L = 1{,}5$ die Ordinate 1,05
2) „ $L = 0{,}5$ „ „ 1,19
3) „ $L = 0{,}3$ „ „ 1,35.

1) Die einzelnen Mittelwerte, aus denen sich die Kurve zusammensetzt, sind in der Zeichnung weggelassen, um die-

Tabelle I.



Ich habe die ungefähre Gleichheit der Systeme I und II bei 1) durch empirisches Ändern der Zuleitungsdrähte erreicht, d. h. ich legte wahrscheinlich zu wenig Wert auf absolute Gleichheit von I und II.

Obige Differenzen lassen sich dann leicht so erklären, dass durch Änderung des Funkenwiderstandes die Dämpfungsänderung von I und II verschieden ausfällt. Allerdings soll nach Trowbridge[1]) der Widerstand einer Funkenstrecke (auch im Magnetfelde) von der Schlagweite unabhängig sein, doch kann dies für die von mir angewendete Versuchsanordnung nicht gelten. So ist z. B. bei $L = 1{,}5$ cm die Leydnerflasche C (Fig. 1) übersäet mit ganz ungemein kräftigen Lichtbüscheln, welche für $L = 0{,}3$ ganz schwach werden; die Entladungspotentiale ändern sich hier sicher ganz gewaltig. Es kann auch dieser variable Nebenschluss der Büschelentladungen an der Leydnerflasche[2]) die eben besprochenen Differenzen der Endpunkte der Kurven mit verursachen.

selbe nicht allzu unübersichtlich zu machen, doch betragen die äussersten Abweichungen höchstens 10 Proz.

1) Phil. Mag. (5) **43**, 378, 1897.

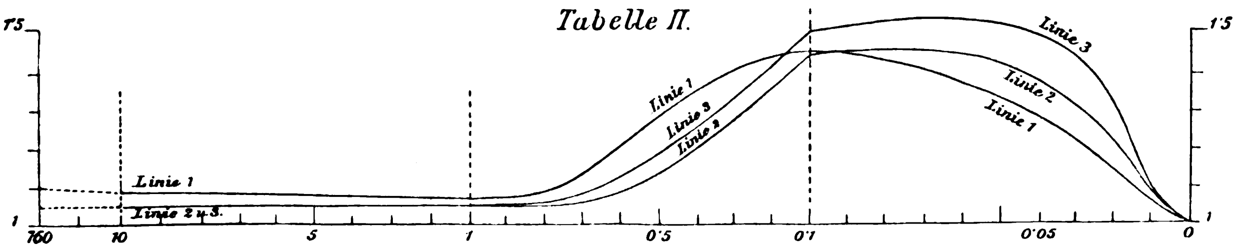
2) Interessant ist es, dass ich vergebens eine bessere Isolierung anstrebte. Sowie ich z. B. die Leydnerflasche oder entsprechende Kondensatoren ganz in Öl tauchte, wurden selbst Glasdicken von 4 mm unfehlbar durchgeschlagen. Es scheint also dieses Überströmen an der Glasfläche der Leydnerflaschen, bei starker Spannung der Schwingung als eine Art Sicherheitsventil notwendig. Dabei mache ich die Annahme, dass das Vakuum ein vollständiger Isolator sei, eine Annahme, die wohl sehr wahrscheinlich, aber keineswegs unwidersprochen ist. Siehe Lehmann: „Der dunkle Kathodenraum, Karlsruhe, 1902" S. 30 mit viel Litteratur-Angabe. Ferner Trowbridge, Phil. Mag. (5) **43**, 383, 1897. Meine Versuche zeigen nur, dass die von mir betrachtete Strahlung durch das von mir erreichte Vakuum am leichtesten hindurch geht, alles andere absorbiert mehr.

Doch kann man unschwer rechnerisch diese Veränderlichkeit des Verhältnisses I zu II für das Vakuum eliminieren und danach die ganze Kurve korrigieren. Es sei für irgend eine der Kurven α der absolute Wert des Ausschlages in II für das Vakuum, α_n der absolute Wert für den Druck n und R der absolute Wert des Ausschlages für die Vergleichsspule, der natürlich für alle Drucke einer Kurve als gleich angenommen ist. Dann sind $\frac{R}{\alpha_n}$ und $\frac{R}{\alpha_v}$ die entsprechenden (um Eins verminderten) Ordinaten der betreffenden Kurven. Bilde ich nun $\frac{R}{\alpha_n} : \frac{R}{\alpha_v}$, so erhalte ich $\frac{\alpha_v}{\alpha_n}$ d. h. das Verhältnis der durch das Vakuum gehenden, also unabsorbierten Wirkung zu jener, welche nach Durchstrahlung und Absorption einer Gasmasse in X unter dem Drucke n resultiert. Diese Werte (minus Eins) sind die Ordinate der Kurven in Tabelle II.

Vor Besprechung der Resultate möchte ich folgende Bemerkung einschalten. Ich wurde erst während der Ausführung der Versuche auf manche Fehlerquelle aufmerksam, durfte aber keine Änderungen vornehmen, wollte ich nicht die schon gewonnenen langen Versuchsreihen ganz wertlos machen. Wenn ich im folgenden aus meinen Messungen Folgerungen ziehe, so thue ich dies, weil ich trotz der erkannten Mängel meiner bisherigen Methode glaube, einige nicht uninteressante nnd sichere Resultate erhalten zu haben.

Zunächst stellen die gemachten Beobachtungen erst einen ganz bestimmten Typus der

Tabelle II.



Entladung vor. Es ist eine nach Stark[1]) „selbständige" Strömung unterstützt durch einen kräftigen äusseren Ionisator. Dadurch dass die äusseren Drähte, in welchen die Kondensator-Schwingungen stattfinden, elektrostatisch nicht abgeblendet sind, finden zunächst elektrostatisch verursachte Entladungen der Glaswände, wie etwa in einer Ozonröhre, statt. In diesem stark ionisierten Gase setzen dann die induzierten Schwingungen ein. Das darf bei Diskussion der Resultate nie vergessen werden; die Erscheinungen sind wahrscheinlich mit elektrostatisch abgeblendeten Röhren ganz andere.

Der absolute Ausschlag (aus der Kurve natürlich nicht ersichtlich) im System II ist bei $L = 1{,}5$ cm am kleinsten und bei $L = 0{,}3$ cm am grössten. Die Leuchterscheinungen in verdünnten Gasen sind aber umgekehrt im ersten Falle am grössten. Die Erklärung ist sehr einfach. Es ist die Stärke der Schwingungen, die Amplitude, bei grossen Schlagweiten grösser, darum das hellere Licht, während bei kleinen Schlagweiten die Dämpfung kleiner wird, wodurch die Gesamtenergie der Schwingungen steigt.

Die Form der Kurven in Tabelle II ist sehr verschieden. Bei $L = 1{,}5$ cm, Kurve 1, ist der Anstieg am raschesten, das Maximum der Absorption resp. Leitfähigkeit wird bei etwa 0,1 mm erreicht. Der Charakter des Anstiegs der 2 anderen Kurven (für $L = 0{,}5$ resp. 0,3 cm) ist ein ganz anderer, das Minimum des Widerstands tritt hier erst bei etwa 0,07 und 0,06 mm ein.

Der Grund hierfür kann liegen in der grössern E. M. K., welche die Entladung von Kurve 1 verursacht und in der energischeren Wirkung des äusseren Ionisators. J. J. Thomson, der mit viel schwächeren Spannungen arbeitet, fand für elektrodenlose Entladungen ein Minimum der elektrischen Stärke des Gases erst bei 0,004 mm, indes Hemptinne[2]) durch Ionisierung mit Radium schon bei 144 mm das Gas so leitend machen konnte, dass es leuchtete. Weitere Versuche in dieser Richtung werden sich nach vorliegender Methode wohl unschwer durchführen lassen.

Folgende vier Punkte möchte ich nur hervorheben, theoretische Deutungen aber noch zurückhalten, bis neue Beobachtungen vorliegen.

1) Die Absorption bei 760 mm scheint grösser als im Vakuum.[3])

2) Die Absorption bei 760 mm scheint auch etwas grösser als bei etwa 1 mm Druck. Die Kurven haben hier ein Minimum. Die Erscheinung ist kaum zu sehen bei Kurve 2 und 3, hingegen bei der Schlagweite $L = 1{,}5$ cm oft beobachtet. Hier fällt die Kurve 1 von 760 mm gegen 1 mm.

3) Auffallend ist, dass die Grösse der Maximal-Absorption in allen 3 Kurven so ziemlich gleich hoch ist, bis auf etwa 4 Proz. — Sollten weitere Beobachtungen dies Resultat bestätigen, so ist es gewiss von grosser theoretischer Bedeutung.

4) Warum die einander sonst so ähnlichen Kurven 2 und 3 rechts, von 0,5 mm abwärts auseinander gehen, weiss ich nicht, doch möchte ich darauf hinweisen, dass hier schon bedeutende Fehlerquellen in der Druckmessung liegen. Bei Wiederholung der Versuche muss das Mac Leodsche Manometer unmittelbar neben dem Versuchsgefässe angeschmolzen werden, ich hatte es etwas zu weit weg.

In Bezug des oft mit bedeutender Temperaturerhöhung verbundenen Aufleuchtens der verdünnten Lichtmassen sind 3 Stufen zu unterscheiden:

1) Bei höheren Drucken (2 bis 0,3 mm) leuchtet die Röhre erst nach einigen Sekunden auf, dann aber plötzlich, explosionsartig. Das Licht bleibt dauernd bestehen; auch spricht die Röhre bei einem zweiten, unmittelbar folgenden Versuche leichter an.

2) Bei etwas kleineren Drucken setzt das Leuchten momentan und sicher ein.

3) Bei sehr kleinen Drucken (unter 0,01 mm) flackert das Licht manchmal auf und verschwindet dann oft für immer. — Unter 0,005 mm habe ich nie eine Lichterscheinung erhalten können.

In 1 wird gelegentlich an einer Stelle der Anprall der Ionen so stark, dass eine leuchtende Schwingung entsteht, die benachbarten Teile resonieren auf diese elektromagnetische Lichtstrahlung und sind infolge dieser Temperaturerhöhung selbst zum Leuchten durch Anprall neuer Ionen prädisponiert.

Im zweiten Falle ist die freie Weglänge der Ionen und die erreichte Geschwindigkeit gross, der Anprall hat immer Leuchten zur Folge. Bei ganz kleinen Drucken fliegt das Ion aber infolge des Wechselstromes hin und her ohne zum Anstoss zu kommen.

Es scheint so auf den ersten Blick, als ob Absorption einer solchen elektromagnetischen Schwingung stets mit einem Aufleuchten des Gases verbunden sein müsse. E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) zeigen, dass durch den Strom zum Leuchten gebrachte elektrolumineszierende Gase elektrische Schwingungen absorbieren, auch wenn sie dies stromlos nicht thun. Bouty[2]) ist sogar der Meinung, dass

1) „Die Elektr. in Gasen". Leipzig 1902, S. 120.
2) C. R. **133**, 934, 1901.
3) Auch Lodge, Nature, July 3, 1902, denkt an eine Absorption in der durch Sonnenlicht ionisierten Atmosphäre, um die Erscheinung zu erklären, dass die drahtlose Telegraphie bei Nacht besser arbeitet als am Tage.

1) Wied. Ann. **62**, 460, 1897.
2) Journ. de phys. **9** (10) 1900.

die Leitfähigkeit an ein Aufleuchten gebunden ist. Das ist nach meinen Messungen nicht richtig. Es ist eben meine Beobachtungsweise eine andere. Zunächst werden durch die elektrostatische Wirkung von den Glaswänden her zahlreiche Ionen erzeugt. Diese werden dann durch die Induktionswirkungen in Bewegung gesetzt, ihr Anprall gegen die normalen Atome oder Atomreste erzeugt neue Ionen und die dabei auftretenden Oszillationen veranlassen, wenn sie kräftig genug sind, Elektroluminiszenz. Die absorbierte Energie setzt sich also neben der Ionisierungsarbeit hauptsächlich um in Wärme. Dieser Betrag erreicht die in der Absorption beobachtete Höhe entweder dadurch, dass einzelne wenige Atome sehr kräftig erregt werden oder aber sehr viele nur mässig. Es kann also bei gleichbleibender Absorption (d. i. gleichbleibender Stromstärke im Gase) das Leuchten stark oder schwach sein, je nachdem von Anfange an sehr wenige oder viele Ionen sich an der Leitung beteiligen.

Man kann somit auch kräftige Absorption ohne Aufleuchten erhalten, wie ich es zu wiederholten Malen beobachtete. Habe ich einen kräftigen Ionisator, sind sehr viele Ionen vorhanden, so bleibt trotz grosser Absorption das Gas dunkel. Natürlich wird auch hier durch Anwendung einer grösseren E. M. K. das Gas leuchtend.

Die in den Kurven gegebenen Absorptionen lassen sich in folgender Weise bedeutend, manchmal bis zum vierfachen Betrage, steigern. Es wird die Verbindung des Systems I mit dem Dynamometer unterbrochen und durch den Funken L eine vorbereitende Schwingung eingeleitet. Nachdem dieselbe 1 bis 2 Minuten auf X gewirkt, wird L abgestellt, die Verbindung mit dem Dynamometer rasch hergestellt und nun gleich ein Absorptionsversuch gemacht. Wartet man aber einige Minuten, so ist die Wirkung der vorbereitenden Schwingung schon fast ganz verschwunden.

Ebenso erhielt ich stärkere Absorptionen bei 760 mm, wenn ionisierte Luft unmittelbar von der Funkenstrecke her angesaugt wurde.

Die Wirkung von Becquerelstrahlen oder von ultravioletter Strahlung habe ich noch nicht untersucht. Selbstredend wird hier die Gasmasse in X gegen elektrostatische Wirkungen des Schwingungsdrahtes zu schützen sein.

Ebenso sind Flammengase zu untersuchen u. s. w.

Man sieht, dass die Fülle der andrängenden Fragen der geschilderten Methode noch manche Arbeit sichert.

Um über die ungefähren Grössenordnungen der in den Kurven gegebenen Absorptionen ein angenähertes Bild zu bekommen, wurde der Raum X mit Schwefelsäurelösungen im Wasser angefüllt.

Zunächst entsteht da die Frage, ob die grosse Dielektrizitätskonstante des Wassers nicht eine bedeutende Fehlerquelle repräsentiere. Der cylinderförmige Raum X liegt ja einerseits zwischen dem inneren immer zur Erde abgeleiteten Stanniolcylinder X und den zu hohen Potentialen geladenen äusseren Drahtwindungen. Nun ist aber die Kapazität dieses Systems gegenüber der Kapazität der die Schwingungen erzeugenden Leydnerflasche so verschwindend, dass eine erhebliche Änderung der Oszillationsdauer kaum zu erwarten ist.

Dass Elektrolyten bei diesen raschen Schwingungen von etwa 10^7 per Sek. noch die gewöhnliche Leitfähigkeit besitzen, dafür sprechen theoretische Überlegungen und praktische Erfahrungen.[1])

Auch hier gebe ich die Werte der Gesamtstrahlung durch das Vakuum dividiert durch die Strahlung durch den in X befindlichen Elektrolyten hindurch. Diese Werte A sind für x Proz. H_2SO_2 in 100 Teilen der Lösung:

$x =$	0	15	30	45	100
$A =$	1,06	1,15	1,25	1,18	1,12

Wir erhalten das interessante Resultat, dass Luft bei einem Drucke von etwa 0,1 mm viel besser leitet, als unsere besten Elektrolyten. Ein solches Resultat fand auf etwas andere Weise schon J. J. Thomson. In meinem Falle ist die Sache wohl deswegen besonders auffallend, weil ich durch die äussere elektrostatische Wirkung für einen ungemein kräftigen Ionisator gesorgt habe. Eine theoretische Extrapolation von der zu schwach leitenden 30% H_2SO_4 Lösung dürfte nicht leicht sein; experimentell müsste man die Aufgabe lösen, einen dem verdünnten Gase gleichwertigen Metallwiderstand herzustellen, der den Raum X ganz ausfüllt.

Auf jeden Fall aber ist die Leitfähigkeit verdünnter Luft sehr gross. Nun unterliegt es wohl keinem Zweifel, dass der ultraviolette Teil der Sonnenstrahlung eine sehr starke Ionisierung der Atmosphäre erzeugt, die in grösseren Höhen stark anwächst.[2]) Ich fand die grösste Leitfähigkeit bei Drucken von etwa 0,3 bis 0,05 mm. — Das entspräche in der Atmosphäre einer Höhe von 54 bis 66 Kilometer. Bei meinem Versuche war die E. M. K. pro 1 cm etwa 20 Volt. Mit kleineren Kräften wird die Leitfähigkeit wahrscheinlich etwas kleiner sein,

1) Cohn, Wied. Ann. **27**, 646, 1884; Wied. Ann. **38**, 217, 1889; Nernst, Wied. Ann. **60**, 600, 1895; Richards u. Trowbridge, Phil. Mag. (5) **43**, 376, 1897; Erskine, Wied. Ann. **62**, 494, 1897; Eichenwald, Wied. Ann. **62**, 571, 1897.

2) Elster u. Geitel, Diese Ztschr. 1, 11—14, 1899; Ebert, Ann. d. Phys. **5**, 718, 1901.

dafür tritt aber dann kein Leuchten auf. Wenn wir uns nun den gewaltigen Querschnitt dieser in Betracht kommenden Lichtmassen unserer Atmosphäre von vielen Kilometern vor Augen halten und deren starke Ionisation, so können wir den Schluss nicht abweisen, dass hier alle längeren elektrischen Schwingungen total absorbiert werden müssen, wobei natürlich die absolute Leitfähigkeit viel kleiner sein kann als die von mir experimentell gefundene. Aber auch gleichgerichtete Ströme von ganz gewaltiger Stärke können hier fliessen. Diese Thatsache muss bei eventuellen Betrachtungen über den Erdmagnetismus, Erdelektrizität und dergl. gewiss einmal in Rechnung gezogen werden. Der Frage, ob zur Nachtzeit eine teilweise stattfindende Molisierung der Ionen die Leitfähigkeit dieser Kugelschale einseitig beträchtlich mindert, wird man wohl unschwer experimentell näher treten können.

Nach der gleichen Methode wie Luft, habe ich in ausführlicher Weise auch andere Gase untersucht, von denen Wasserstoff und Äthylen besonders auffallende Absorptionen zeigten, aber wahrscheinlich wohl, weil sich hier folgende interessante Fehlerquelle chemischer Natur zeigte.

Als ich nach einer längeren Versuchsreihe mit C_2H_2 das Gefäss X auswusch, fand ich im destillierten Wasser feine Nadeln und Blättchen.[1])

Dieser Körper dürfte sich bei einer Schlagweite $L = 1,5$ cm und zwischen den Drucken 1 bis 0,3 mm bilden. Hier zeigt sich nämlich folgendes interessante Phänomen. Bei Einleitung der Schwingung leuchtet das Gas zunächst intensiv grün auf und wird dann plötzlich nach etwa 5 Sekunden intensiv rot. Bei rascher Wiederholung dauert das grüne Leuchten kürzer, und nach etwa 5maligem Versuche leuchtet das Gas gleich intensiv rot auf. Lässt man das Gas aber längere Zeit stehen, so setzt es zunächst wieder mit grünem Leuchten ein wie zuerst. Das Gas — um mit Ostwald zu reden — lernt das Erröten und zwar mit einiger Übung immer besser; verlernt es aber auch wieder bei längerem Nichtüben. Infolge dieser Erfahrung entstand aber der Verdacht, dass vielleicht auch die excessiven Werte bei H_2 durch irgend welche Verbindungen mit Sauerstoffspuren veranlasst sein könnten und es ist eine Wiederholung dieser Versuche mit besonderer Rücksicht auf die Reinheit der Gase und gleichzeitiger spektral-analytischer Untersuchung anzustellen. Auch werden Versuche mit schwächeren Kräften auszuführen sein.

Ich bin mir wohl bewusst, dass die geschilderten Versuche noch manche Fehlerquellen enthalten, deren Vermeidung mir bisher nur zum Teile gelungen ist. Ich glaube aber, dass solche elektrodenlose Ströme manche Eigenschaften der Gasionen werden besser erkennen lassen, als die bisher hauptsächlich gepflegte Beobachtungsart mit Elektroden. Wir haben hier nirgends eine Anstauung von Ionen, die Sache wird dadurch in vieler Beziehung einfacher. Wenn ich es trotzdem möglichst vermied theoretischen Spekulationen, welche oft verführerisch lockten, nachzuhängen, geschah dies, weil viele meiner Resultate noch weiterer Bestätigung bedürfen. Das Arbeitsfeld ist ein grosses, und mein Hauptzweck war, auf dasselbe hinzuweisen.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Kaufmann (Göttingen): Ich möchte doch gegen den Schluss des Vortragenden von den Verhältnissen in der Röhre auf die in der Atmosphäre ein gewisses Bedenken aussprechen. In der Röhre handelt es sich doch um ein Gas, das nicht an sich ein hohes Leitvermögen hat, wie z. B. Schwefelsäure, sondern um ein Gas, das erst durch die Schwingungen ein Leitvermögen bekommt. Die Ionen und somit auch das Leitvermögen werden erst durch die Entladungen erzeugt. Davon kann man wohl aber nicht auf die Eigenschaften eines verdünnten Gases schliessen, wie es die Atmosphäre in grosser Höhe darstellt. Vielleicht wäre es auch sehr wichtig, die Versuche an Gefässen von grösseren Dimensionen anzustellen und festzustellen, inwieweit die Erscheinungen durch Änderung der Apparatdimensionen modifiziert werden.

Lecher: Ich setzte ja voraus, dass in jenen Schichten der Atmosphäre eine kolossale Ionisierung vorhanden ist, und so kann man eine Leitung bekommen, auch ohne dass neue Ionen erzeugt zu werden brauchen. Wenn dann auch die absolute Leitfähigkeit viel kleiner ist als

---

1) Herr v. Haslinger, Assistent am chemischen Institut, hatte die Güte, diesen Körper zu untersuchen. Sein Bericht lautet: „Ein gelblich gefärbter Körper erscheint in dünnen Blättchen und lässt auch unter dem Mikroskop nicht die Spur einer krystallinischen Struktur erkennen. Derselbe ist unlöslich in Alkohol, Benzol, Schwefelkohlenstoff, Äther, von Wasser wird er nicht benetzt. Weder von konstantem HNO_3 noch von einem Gemisch von HNO_3 mit H_2SO_4 angreifbar; von HNO_3 unter Zusatz von $KClO_3$ nur sehr langsam oxydierbar. In heisser konstanter KOH färbt er mit dunkelbrauner scheinbar infolge Auflösung eines seiner Bestandteile. Der genannte Körper ist nicht unversehrt schmelzbar; bei 300° beginnt er sich zu zersetzen. An der Luft erhitzt, verbrennt ein Teil mit hellleuchtender russender Flamme und der zurückbleibende dunkel gefärbte Rückstand verglimmt langsam aber vollständig. Unter Luftabschluss erhitzt, hinterlässt er nach Entwickelung einer geringen Menge eines schweren brennbaren Gases einen schwarzen asphaltartig riechenden, in den üblichen Lösungsmitteln unlöslichen Rückstand. Sein spezifisches Gewicht beträgt circa 1,3. Er scheint somit allem Anschein nach ein Gemisch hochmolekularer Kohlenwasserstoffe (Paraffine) beziehungsweise asphaltartiger Substanzen zu sein."

die des Elektrolyten, so wird doch der Gesamtwiderstand dieser riesigen 15 Kilometer dicken Schicht wahrscheinlich sehr klein sein. Was den Einfluss des Gefässes betrifft, so ist er sicherlich vorhanden, ich glaube nur, er ist hier geringer, als bei den sonstigen Methoden. Das Ion wird hier hin und her geworfen, und wir haben kein Ende seiner Bewegung an der Glaswand. So halte ich es gerade für einen Vorteil der Methode, dass die Glaswand mehr ausgeschaltet ist als sonst.

Puluj (Prag): Dass die Dimensionen des Gefässes einen Einfluss auf die Leitfähigkeit haben, scheint mir, wenn von elektrostatischen Ladungen der Glaswände abgesehen wird, nicht wahrscheinlich zu sein, aber etwas Anderes könnte vielleicht den Grund der Erscheinung abgeben. Wenn ein Gefäss sehr stark evakuiert wird, so können sich Wasserdämpfe von den Gefässwänden loslösen, und je mehr man evakuiert, um so mehr überwiegt der Wasserdampf. Ich erinnere mich, bei Versuchen über die innere Reibung im Wasserstoffgase beobachtet zu haben, dass die Reibung immer grösser wurde, je mehr ich das Gefäss evakuierte. Der Grund dieser mit Sicherheit festgestellten Thatsache ist der, dass Wasserdampf selbst in sehr sorgfältig getrockneten Gefässen bei fortschreitender Verdünnung des Gases sich von den Wänden loslöst und zum Schluss ein Gemisch vom betreffenden Gase und Wasserdampf zurückbleibt.

Das Resultat, zu welchem der Herr Vortragende gelangt, dass die obersten Luftschichten in der Höhe von 54—70 km eine grosse Leitfähigkeit besitzen sollen, scheint mir sehr wahrscheinlich. Ich erinnere mich, in den Werken Humboldts gelesen zu haben, dass durch Meteorsteine, die mit planetarischer Geschwindigkeit die obersten Luftschichten durchschneiden, das Aufleuchten von ganzen Himmelsgegenden verursacht werden kann. Das erkläre ich mir in diesem Moment in der Weise, dass, infolge grosser Reibung in sehr verdünnten Luftschichten, die bewegten Körper elektrisch werden und elektrische Entladungen stattfinden, weil die stark verdünnte Luft eine grosse Leitfähigkeit besitzt.

Wien (Aachen): Bei der hohen Schwingungszahl von 10^7 in der Sekunde scheint es möglich, dass, wie in einem Metalldraht, in der Säurelösung die Stromlinien nach aussen gedrängt wurden und auf diese Weise falsche Werte für die Leitfähigkeit erhalten wurden. Es käme dabei allerdings auf die Dimensionen der Gefässe an.

Nernst (Göttingen): Dies Phänomen spielt hierbei gewiss keine Rolle, wie Rechnung und Versuch übereinstimmend zeigen.

Archenhold (Treptow): Die Untersuchungen des Herrn Vortragenden sind von grossem Interesse gerade wegen seines Schlusses über die elektrische Leitfähigkeit der Schichten von 54—70 km Höhe in unserer Atmosphäre. Man kann den Schluss noch erweitern in Bezug auf die „leuchtenden Nachtwolken", die in 80 km Höhe auftreten. Ich habe im Gegensatz zu dem hoch verdienten Jesse sie immer für elektrische Strahlungen gehalten. Ich nahm oft plötzliche Änderungen an ihnen wahr, die mich auf die Vermutung brachten, dass sie durch Kathodenstrahlen der Sonne erzeugt werden, zumal sie nicht an allen klaren Abenden sichtbar waren. Besonders wichtig ist es, dass die „Nordlichter" in diesen Höhen und zwar in Verbindung mit den Sonnenflecken auftreten. Bei einer Reihe von Sonnenflecken habe ich gefunden, dass immer, wenn ein Sonnenfleck auf der Mitte der Sonne ist, auch ein grosses Nordlicht auf der Erde erscheint. Es ist also anzunehmen, dass die Sonne Kathodenstrahlen aussendet, und dass die elektrischen Strahlen, die ausgesendet werden, diese Leitung in den hohen Schichten der Atmosphäre hervorrufen. Die Koinzidenz der Sonnenflecke und Nordlichter im allgemeinen ist ja schon durch Fritz, Wolf, Arrhenius u. a. bekannt geworden.

Warburg (Berlin): Lecher sagte, es wäre wichtig, dass das Manometer gute Angaben giebt. Mir hat jemand gesagt, was mir überraschend war, dass nach Versuchen von Ramsay das Mac Leod-Manometer, mit Luft gefüllt, ganz unsichere Angaben giebt, bessere allerdings bei Füllung mit Wasserstoff. Weiss vielleicht jemand etwas von dieser Arbeit von Ramsay?

Kahlbaum (Basel): Auch ich habe von den Versuchen Ramsays gehört, ohne doch die Arbeit selbst gesehen zu haben. Versuche, die ich daraufhin anstellte, bei denen ein Volumen von 500 cm^3 zwischen 0,05 und 2 cm^3 zusammengepresst wurde, ergaben Ungenauigkeiten, die sich durchaus innerhalb der vorauszusetzenden Fehlergrenzen hielten.

Lecher: Der Einfluss des Wasserdampfes ist nicht sehr gefährlich. Beweis dafür ist, dass auch, wenn man das innere Gefäss ganz nass macht, die Sache nicht anders wird; der Wasserdampf giebt nicht viel aus.

Im übrigen bin ich dankbar für die Anregungen. Ich behaupte ja noch nicht apodiktisch, dass die Luft da oben so oder so stark leitet; aber meine Versuche deuten doch auf eine grosse Leitfähigkeit, und ich wollte eben nur bitten, dass man diese Möglichkeit als wahrscheinlich ins Auge fasse. Denn das wäre doch sehr wichtig, z. B. für die ganze Theorie des Erdmagnetismus.

E. Warburg (Berlin), Über leuchtenden elektrischen Wind.

Bei der Spitzenentladung in Luft und anderen Gasen von atmosphärischem Druck beschränkt sich die Lichterscheinung an der negativen Spitze auf einen leuchtenden Stern: das negative Glimmlicht Geisslerscher Röhren, welches bei dem hohen Druck und der kleinen Stromstärke auf einen winzigen Raum sich zusammenzieht.

In Stickstoff jedoch, welcher durch glühendes Kupfer von Sauerstoff befreit ist, sieht man bei hinreichend grosser Stromstärke, wie sie z. B. durch einen Hochspannungsakkumulator zu erzielen ist, von dem Stern einen feinen Lichtpinsel ausgehen. Bei meinen Versuchen, bei welchen die vertikale Spitze in der Achse eines 4,5 cm weiten vertikalen zur Erde abgeleiteten Platincylinders sich befand, war der Lichtpinsel auch nach dieser Achse gerichtet. Indem man dem gläsernen Versuchsgefäss unten einen 1,6 cm weiten cylindrischen, mit dem Platincylinder conaxialen Fortsatz gab, sah man im Dunkeln den Lichtpinsel in dieses Rohr hineinlaufen, wobei er sich mehr und mehr verbreiterte, und als breites, weissliches Band bis auf 8 cm Entfernung von der Spitze sichtbar blieb. Drahtnetze werden von dem Lichtpinsel durchdrungen, trifft er auf eine Gefässwand, so streicht er als weissliche Wolke an derselben entlang. Ist er gut entwickelt, so zeigt das Gas nach Öffnen des Stromes das Phänomen des Nachleuchtens.

Aus dem Gesagten geht hervor, dass man in dem Lichtpinsel leuchtenden elektrischen Wind vor sich hat: das an der Spitze gleichnamig mit dieser elektrisierte Gas wird durch die elektrische Kraft von der Spitze fortgetrieben (elektrischer Wind); es hat an der Spitze durch den Strom eine chemische Veränderung erlitten, und diese bildet sich auf dem Wege des fortströmenden Gases unter Nachleuchten zurück. So bleibt das fortströmende Gas oder der elektrische Wind auf seinem Wege durch ein Phänomen des Nachleuchtens sichtbar.

Der Strom, welcher von horizontalen, vom Lichtpinsel getroffenen Metallplatten aufgenommen wird, ist nur ein sehr kleiner Bruchteil des ganzen von der Spitze kommenden, der Hauptsache nach zum Platincylinder gehenden Stromes. Die elektrische Konvektion durch den elektrischen Wind ist also eine geringfügige Begleiterscheinung des Spitzenstromes, keineswegs, wie zuweilen angenommen wird, der ganze Spitzenstrom.

Erhöht man die Sauerstofffreiheit des Gases, indem man es mit heissem Natriummetall behandelt, welches man auf elektrolytischem Wege in das gläserne Versuchsgefäss eingeführt hat, so wird der Lichtpinsel sehr verkürzt, und das Nachleuchten nach Öffnen des Stromes wird nicht mehr bemerkt. Die beschriebenen Erscheinungen sind also an eine kleine Beimengung von Sauerstoff gebunden.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Ostwald (Leipzig): Ich möchte mir die Frage erlauben, ob der Vortragende den Sauerstoff auch nach der positiven Seite geändert hat, also etwas mehr Sauerstoff in sein Gasgemisch hineingebracht und dann das Verhalten dieses sauerstoffreicheren Stickstoffs untersucht hat?

Warburg: Wenn man den chemisch bereiteten, über Wasser aufgefangenen Stickstoff nicht durch glühendes Kupfer von Sauerstoff befreit, so findet das Nachleuchten nicht statt, und auch an dem Lichtpinsel ist nichts zu sehen. Daraus geht hervor, dass es ein gewisses Optimum des Sauerstoffgehalts für die Erscheinungen giebt. Ebenso ertheilt eine gewisse kleine Quantität von Wismutsalz dem Schwefelcalcium zugesetzt, diesem die stärkste Phosphoreszenz, stärkere als eine grössere Quantität.

Kaufmann (Göttingen): In Bezug auf das Optimum möchte ich fragen, ob das auch in Bezug auf die Stromstärke stattfindet.

Warburg: Nein, auf die Stromstärke hat die Sauerstoffentziehung durch Natrium keinen bemerkbaren Einfluss.

Karl Schaum (Marburg a. L.): Über den photographischen Negativprozess.

Im Interesse der Aufklärung wichtiger Fragen hat der Vortragende an der Hand mikroskopischer und mikrometrischer Untersuchungen die Struktur des unentwickelten und des fertigen Negativs studiert. Die wesentlichsten Ergebnisse sind folgende: Während des die Empfindlichkeit in hohem Masse steigernden Reifungsvorganges findet eine planare Vergrösserung des Bromsilberkornes bis zu etwa 0,000009 mm² statt. Die Dicke der Schicht unentwickelter Negative beträgt für Momentplatten durchschnittlich 0,024 mm; Diapositivplatten zeigen geringere, orthochromatische Platten höhere Werte. Vom Wassergehalt ist sowohl die Schichtdicke als auch die Empfindlichkeit abhängig; letztere wächst, wenn man das Negativ über konzentrierter Schwefelsäure trocknet. Die Zahl der Bromsilberkörner in der obersten Schicht eines Schleussner-Negativs beträgt 270000 pro 1 mm² (bei 860facher Vergrösserung gezählt). Steigert man die Belichtungs- und die Entwickelungsdauer, so wächst im fertigen Negativ die Zahl der Silberkörner

in der Volumeinheit, die Dicke der Silberkornschicht und die Grösse der Silberpartikel. Die häufig bestrittene Abhängigkeit der Grösse der Silberkörner von Belichtungs- und Entwicklungszeit lässt sich auch an primär fixierten und sekundär mit silbersalzhaltigem Entwickler hervorgerufenen Negativen nachweisen und bildet einen wichtigen Beweis für die zuerst von Ostwald gegebene Erklärung des Entwicklungsmechanismus (Silberkeimwirkung). — Reifung, normales und solarisiertes latentes Bild lassen sich durch Oxydationsmittel zerstören. Solarisierend belichtete Negative können nach Vorbaden in Ammoniumpersulfat normal entwickelt werden. Besonders bemerkenswert erscheint die Beobachtung des Vortragenden, dass Platten und Papiere, welche stundenlang dem Tageslicht ausgesetzt waren, durch Behandeln mit Ammoniumpersulfat — wenn auch unter Herabsetzung der Empfindlichkeit — wieder zur Aufnahme etc. gebrauchsfähig gemacht werden können. Die Ausführungen wurden durch Projektion von Mikrophotogrammen u. a. erläutert.[1])

1) Ausführliches zu dem Vortrage vgl. den Aufsatz K. Schaum und V. Bellach, Untersuchungen über die photographischen Prozesse. (Diese Zeitschr. 4, 4, 1902.)

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Pringsheim (Berlin): Ich möchte eine technische Frage stellen in Bezug auf die Kornvergrösserung. Auf die gereifte Platte wirkt das Licht doch stärker ein als auf die ungereifte. Wie wird nun verhindert, dass während der Exposition eine starke Solarisation der zu photographierenden Platte eintritt?

Schaum: Wir haben durch Vergleichen belichteter und unbelichteter Emulsionsproben bei Rotlicht festgestellt, dass selbst durch stark solarisierende Belichtung keine Änderung der Korngrösse oder -form hervorgerufen wird. Übrigens hat auch Kaiserling dieselbe Beobachtung gemacht.

Grimsehl (Hamburg): Ich möchte im Anschluss an den Vortrag eine kleine Bemerkung machen, die mir beim Lippmannschen Verfahren auffiel. Die Platten, die hierbei angewendet werden, sind nahezu vollständig durchsichtig. Durch Zufall trat eine Verunreinigung der Platten bei der Herstellung der Emulsion ein. Ich beachtete das nicht, sondern behandelte und entwickelte die Platten wie gewöhnlich, und fand dann, dass an den verunreinigten Stellen im Vergleich zu den vollständig durchsichtigen Stellen eine hohe Empfindlichkeit vorhanden war. Als ich nun die Platten streifenweise mit einer Gelatine-Zinkoxyd-Emulsion überzog, stellte sich bei stärkerer Belichtung heraus, dass dort, wo das Zinkoxyd auflag, eine ausserordentliche Steigerung der Empfindlichkeit eintrat. Bei der gewöhnlichen Aufnahme eines Objektes entstand an diesen Stellen ein deutliches Bild, während die unveränderten Stellen keine Spur eines Bildes zeigten. Ich vermute, der Grund ist der, dass durch die Reflexion des Lichtes an den Zinkoxyd-Partikelchen unregelmässige stehende Wellen auftreten, die in erster Linie die Empfindlichkeits-Steigerung hervorgerufen haben. Ich habe die Beobachtung damals leider nicht weiter verfolgen können, teile sie aber mit, da ich glaube, dass die Vergrösserung der Empfindlichkeit hier einen rein physikalischen Grund hat.

Vielleicht wäre in ähnlicher Weise die Erklärung möglich, dass durch Reflexion des Lichts am vergrösserten Bromsilberkorn der gereiften Platte stehende Wellen auftreten, und dass diese die Ursache für die Empfindlichkeitsvergrösserung sind. Vielleicht lässt sich auch durch künstliche undurchsichtige Zusätze, wie z. B. Zinkoxyd zur Emulsion, eine ähnliche allgemeine Empfindlichkeits-Steigerung hervorrufen, wie durch den gewöhnlichen Reifungsprozess.

Jean Billitzer (Wien), Kolloidale Metalle.

Es fehlt nicht an Versuchen, die Eigenschaften kolloidaler Lösungen, ihre Eigentümlichkeit auf Elektrolytzusatz auszufällen, ihre träge Diffusion, den verschwindenden osmotischen Druck etc. zu deuten. Unter diesen zahlreichen Erklärungen verdient die Bredigsche[1]) vor allen anderen weitaus den Vorzug, weil sie die einzige ist, welche keine willkürlichen Voraussetzungen beansprucht. Sie fusst auf der Helmholtzschen Theorie der Elektrokapillarität, nach welcher den Körpern die grösste Oberflächenspannung dann zukommt, wenn ihre Doppelschicht, und hiermit der elektrische Gegensatz zur umgebenden Flüssigkeit verschwindet. Bredig vermutet nun, dass die Potentialdifferenz zwischen den diskreten Teilchen eines Kolloides (das er in Übereinstimmung mit der gegenwärtigen Anschauung als Suspension anspricht) auf den Zusatz eines Elektrolyten abnimmt und dass damit die Oberflächenspannung zugleich die Tendenz der Partikelchen, sich zusammenzuballen, verhindert, bis endlich alles ausfällt.

Diese sehr plausible Erklärung war bisher keiner experimentellen Prüfung unterzogen worden; ich unternahm es daher, ihre Konsequenzen durch Vergleichung mit den Versuchsergebnissen zu kontrollieren, nachdem mir Ex-

1) Anorganische Fermente, Leipzig 1901.

perimente über die Wanderung kolloidaler Lösungen im Stromgefälle ein Mittel an die Hand gegeben hatten, die Potentialdifferenz zwischen den Partikeln und der Lösung zu bestimmen.

Wählen wir nun kolloidales Platin als Beispiel, dessen diskrete Teilchen wie eine Sauerstoff-, respektive Wasserstoffelektrode fungieren, so zeigt es sich, dass gewisse Nichtelektrolyte, die reduzierende oder oxydierende Wirkungen auszuüben vermögen (z. B. Alkohol), die besagten Potentialdifferenzen wesentlich beeinflussen können, während indifferente Elektrolyte, d. h. solche, die weder saure noch alkalische, oxydierende noch reduzierende Eigenschaften ausüben, soviel wie ohne Einfluss auf die bestehende Potentialdifferenz zwischen Platin und Lösung bleiben. Dennoch fällt die Lösung auf Zusatz solcher indifferenter Elektrolyte aus, während Zusatz von reduzierenden Nichtelektrolyten die Stabilität nur wenig vermindert. Ja noch mehr! Es gelingt, die Potentialdifferenz durch Elektrolytzusatz nach beiden Seiten vom Nullpunkte zu entfernen und dennoch fällt dabei die Lösung aus!

Diesen Erscheinungen vermag die Bredigsche Erklärung keine Rechnung zu tragen.

Nun habe ich beobachtet, dass in gewissen Fällen indifferente Körper auf eine Lösung einzuwirken vermögen. Überschichtet man beispielsweise Porzellanschrot mit einer Chlorbaryumlösung (nachdem man sich davon überzeugt hat, dass es reinem Wasser weder saure noch alkalische Reaktion erteilt), so findet man, dass die Lösung saure Eigenschaften erlangt. Die Analyse ergiebt, dass Baryum absorbiert worden ist, während die Menge des vorhandenen Chlors unverändert geblieben ist. Nimmt man hingegen feste Marmorstücke, so wird die Lösung alkalisch, Chlor ist absorbiert worden, Baryum, in gleicher Konzentration enthalten, geblieben.

Porzellan ladet sich negativ gegen die Lösung, Marmor positiv. Es liegt daher nahe, anzunehmen, dass im ersten Falle der in die Lösung fallende positive Teil der Doppelschicht durch Baryumionen ersetzt worden ist, und dass im zweiten Falle negative Chlorionen dieselbe Funktion ausgeübt haben. Diese Vorstellung wird durch die Thatsache erleichtert, dass sich, wie ich a. a. O. gezeigt habe, suspendierte Partikeln wie freigeladene Körper verhalten, eine Eigentümlichkeit, welche dadurch bewirkt sein kann, dass ein Teil des äusseren Belages in die Lösung diffundiert [1]), die Doppelschicht also quasi dissoziiert ist; oder man kann auch an einen einfachen Ersatz des äusseren Belages durch Ionen denken, womit der Vorgang ein Analogon zu der Verdrängung eines Iones durch ein anderes wird.

1) Diese Vorstellung rührt von Herrn Prof. Nernst her.

Ein ganz analoges Verhalten weisen die kolloidalen Lösungen auf, so fanden Linder und Picton [1]), dass ihr kolloidales Arsentrisulfid bei reiner Fällung durch ein Salz, etwa Chlorbaryum, immer eine kleine Menge des Kations mit in den Niederschlag riss. Das mitgefällte Baryum konnte durch Auswaschen mit Wasser nicht entfernt werden, dagegen liess es sich durch Strontium etc. verdrängen. — Um die Beziehung herzustellen, braucht es nur erwähnt zu werden, dass kolloidales Arsentrisulfid zur Anode wandert und demnach negativ geladen ist.

Ebenso fand Spring [2]), dass seine elektronegative Trübungen bei ihrer Fällung durch Kupfersulfat Kupfer mit in den Niederschlag überführten.

Quantitativ ist eine dieser Erscheinungen neuerdings von Whitney und Ober [3]) studiert worden. Sie finden, dass die Menge des mitgerissenen positiven Ions der Konzentration an elektronegativem Kolloid proportional, von der Salzkonzentration unabhängig ist (weil das Salz im Überschusse ist), ferner dass nur das Kation mitgerissen wird, während die Konzentration der Anions unverändert bleibt, endlich dass die verschiedenen Metalle im Verhältnisse ihrer chemischen Äquivalente vertretbar sind.

Diese Beobachtungen werfen einiges Licht auf die Vorgänge die sich bei der Fällung der Kolloide abspielen.

Die geringe Diffusionsfähigkeit ist bereits von J. J. Thomson [4]), die viel schnellere Erreichung des Schmelzwertes von Whetham [5]) erklärt worden.

Der Anschluss an die mechanischen Suspensionen wird nur ein engerer.

1) J. chem. Soc. **67**, 63 (1895).
2) Arch. des sc. pyhys. et natur. **4**, 10, 305.
3) Zeitschr. f. phys. Chem. **39**, 630, 1902.
4) Siehe Hards, Zeitschr. f. phys. Chem. **33**, 385, 1900.
5) Journal of Physiol. **24**, 301, 1899.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Liebermann (Berlin): Der Vortragende hat physikalisch-chemische Betrachtungen an einen von ihm ausgeführten Versuch geknüpft, bei dem durch Vermischen einer Chlor-Baryumlösung mit Marmorpulver eine alkalische Reaktion eintrat. Ich möchte darauf aufmerksam machen, dass dieser Versuch sich wohl rein chemisch erklärt. Marmor reagiert durchaus nicht unter allen Bedingungen neutral, wie folgender von mir angestellter Versuch zeigt. Legt man auf eine gereinigte Marmorplatte, mag sie alt oder frisch sein, oder selbst auf eine ganz frische oder frisch polierte Bruchfläche Streifen feuchten roten Lackmuspapiers, so bläuen sich

dieselben schon nach kurzer Zeit und sind nach einigen Stunden meist rein blau. Die Erscheinung rührt daher, dass der rote Lackmusfarbstoff den kohlensauren Kalk, allerdings allmählich und in sehr kleinem Betrage, unter Bildung des blauen Kalksalzes des Lackmusfarbstoffes und unter Freiwerden der entsprechenden Menge Kohlensäure zersetzt. Bei dem Versuch des Herrn Billitzer dürfte wohl das Marmorpulver in gleicher Weise auf den Indikator eingewirkt haben, zumal falls als Indikator Lackmus oder namentlich Lackmuspapierstreifen, an welche sich das Marmorpulver ansetzen kann, benutzt worden sind, was ich aus dem Vortrag nicht entnehmen konnte.

Billitzer: Wenn Marmor in Berührung mit Wasser ist, ist gar keine Alkalität nachzuweisen, erst im Moment, wo Chlorbaryum (das auf seine Neutralität geprüft war) zugesetzt wird, tritt Alkalität ein, als Indikator benutzte ich Phenolphtalein und nicht das stärkere Lackmus. Beim Auftreten saurer Reaktion war ferner, wie analytisch nachgewiesen, Baryum absorbirt worden, während die Chlormenge unverändert geblieben war. Umgekehrt war Chlor verschwunden und Baryum konstant geblieben, wenn alkalische Reaktion auftrat. Auch braucht der Indikator gar nicht mit dem festen Körper in Berührung zu kommen, um diese Reaktion zu liefern, der Versuch gelingt auch dann, wenn man einen Teil der Lösung abpippettiert und dann erst mit dem Indikator zusammenbringt. Dies scheint mir dagegen zu sprechen, dass wir es mit einem chemischen Vorgange zu thun haben.

E. Grimsehl (Hamburg), Über den Voltaschen Fundamentalversuch.

Wohl keine Erscheinung ist in unserer Wissenschaft so vielfach beschrieben und besprochen, wie der sogenannte Voltasche Fundamentalversuch. Besonders die Frage nach dem Ursprung der beim Berühren heterogener Leiter erster Klasse hervortretenden elektrischen Spannungsdifferenz hat zu ungezählten Abhandlungen geführt. Noch vor kurzem standen sich die beiden Ansichten gegenüber: die „Kontakttheorie" und die „chemische Theorie"; erst in jüngster Zeit scheint die chemische Theorie endgültig den Sieg davongetragen zu haben. — Wenn ich es nun heute wage, Ihnen über einige Versuche zu berichten, die die ältere Ansicht, die Kontakttheorie, aufs neue stützen, so bin ich mir dessen wohl bewusst, dass man diesen Versuchen, besonders in den Reihen der Chemiker, mit einem gewissen Vorurteil begegnen wird. Trotzdem möchte ich die diesjährige Naturforscherversammlung dazu benutzen, Ihnen die Versuche unter Vorführung der gesamten Versuchsanordnung mitzuteilen, damit entweder auch diese Versuche und ihre Beweiskraft gestürzt werden, oder damit man sich aufs neue an den Gedanken der Möglichkeit reiner Kontaktwirkung gewöhnt, um vielleicht manche Erscheinung zu erklären, deren Erklärung unter Zugrundelegung der chemischen Theorie gekünstelt erscheint.

Der Ausgangspunkt der ganzen Versuchsreihe war der Wunsch, im Schulunterricht eine möglichst einfache Anordnung zu benutzen, um geringe Spannungsdifferenzen mittels des Blättchen-Elektrometers nachzuweisen. Nach mehrfachen Abänderungen konstruierte ich das vor Ihnen stehende Aluminiumblatt-Elektrometer, das an Empfindlichkeit und Zuverlässigkeit alle anderen mir bekannten Blättchen-Elektrometer weit übertrifft. Eine genaue Beschreibung desselben findet sich in der Physikalischen Zeitschrift (**3**, 569, 1902), weshalb ich hier auf eine nähere Beschreibung desselben verzichten kann. Bemerken will ich nur, dass man mit dem Apparat noch Spannungen von 1 Volt ohne Kondensator bequem nachweisen kann. Mittels dieses Elektrometers konnte ich im Schulunterricht mancherlei Versuche bequem ausführen, zu denen man sonst das Quadrant-Elektrometer benutzt. Besonders gelang der sogenannte Voltasche Fundamentalversuch in so zuverlässiger Weise, dass es sich fast von selbst darbot, diesen vielumstrittenen Versuch genauer zu verfolgen. Die ausserordentliche Konstanz des Ausschlags war geradezu verblüffend. Auch als durch besondere Versuchsanordnungen die etwa vorhandene Reibung der Lackschicht, sowie die an der Berührungsstelle etwa auftretende chemische Differenz gänzlich beseitigt war, änderte sich an dem erzeugten Ausschlage nichts. Ich übergehe die Beschreibung dieser Versuchsanordnungen, da sie bei den definitiven Versuchen noch abgeändert wurden. Es blieb nur noch die Möglichkeit übrig, dass auf der Gesamtoberfläche der Platten eine chemische Einwirkung der Luft, speziell des Luftsauerstoffs eintreten könnte. Sorgfältiges Einhüllen der ganzen Platten in eine möglichst gleichmässige Lackschicht dienten als erster Schutz gegen atmosphärische Wirkungen. Der Ausschlag der Aluminiumblättchen oder besser, die hieraus berechnete Spannung änderte sich nicht.

Da aber dieser Lackschutz doch kein unbedingtes Schutzmittel war, denn in etwa entstehende Sprünge desselben konnte der Sauerstoff der Luft eindringen, auch war ja während des Lackierens der Einfluss der Luft nicht ausgeschlossen, so entschied ich mich dafür, diese Lackschicht ganz zu verlassen und musste

dafür sorgen, dass einerseits die kondensierende Wirkung der beiden Platten auch ohne direkte Berührung möglich war, dass andererseits die Versuche im abgeschlossenen Raume, der mit beliebigen Gasen gefüllt werden konnte, ausgeführt wurden.

Das Elektrometer und die Einfachheit der Handhabung des Kondensators gestattete, den ganzen Apparat unter diese Glasglocke (Fig. 1)

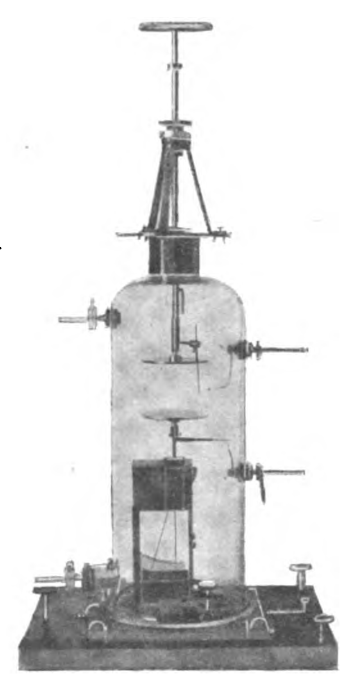


Fig. 1.

zu bauen. Nur bedurfte die Glasglocke einiger besonderer Vorrichtungen, damit alle Manipulationen, die bei einer längeren Versuchsreihe notwendig wurden, von aussen vorgenommen werden konnten.

Zur metallischen Ableitung des Elektrometer-Gehäuses ist die untere Glasplatte, auf der die Glasglocke steht, durchbrochen und mit einer Ableitungsklemme verbunden.

Um die obere bewegliche Kondensatorplatte des Apparates verschieben und drehen zu können, ist auf den oberen Tubus der Glasglocke eine Stopfbüchse möglichst genau centrisch und axial eingekittet.

Die genaue Justierung der axialen Stellung der Stoffbüchse und der in derselben sich bewegenden Kondensatorstange geschieht durch eine oberhalb der Stopfbüchse sitzende Führungsschraube. Zu dem Zwecke besteht die obere Platte der Stopfbüchse aus einer grossen kräftigen Messingscheibe, auf der drei Füsse durch Zug- und Druckschrauben befestigt sind. Diese Füsse laufen oben zusammen und sind an eine Mutter mit 1 mm Ganghöhe festgeschraubt. Der äussere Rand dieser Mutter trägt eine Trommelteilung in 100 Teile. In die Mutter ist eine genau passende Schraube eingesetzt, die so ausgebohrt ist, dass die Kondensatorstange fast ohne Reibung hindurchgeht. An dem Rändelkopf der Schraube sitzt ein Index, der sich beim Drehen der Schraube über der Trommelteilung dreht. Durch Verstellung der an den drei Füssen der Führungsmutter sitzenden Zug- und Druckschrauben lässt sich eine äusserst genaue Justierung der axialen Stellung der Kondensatorstange vornehmen. Die Kondensatorstange trägt ferner noch einen durch Schraube feststellbaren Anschlagring, welcher beim Abwärtsbewegen der Stange auf den Kopf der Führungsschraube stösst, und somit die Abwärtsbewegung der Kondensatorstange begrenzt. Es ist ersichtlich, dass durch die getroffene Anordnung die Begrenzung der Abwärtsbewegung bis auf 0,01 mm genau ausführbar ist.

Die Kondensatorstange selbst ist eine cylindrische Messingstange, die an ihrem oberen Ende zur bequemen Handhabung eine Querstange trägt. An dem unteren, in der Glasglocke sitzenden Ende, befindet sich eine Messingverstärkung, die verhindert, dass die Stange ganz aus der Glasglocke herausgezogen wird. An diese schliesst sich nach unten ein kurzes Ende eines best isolierenden Hartgummistabes an, und an diesem ist die Messingfassung der oberen Kondensatorplatte festgeschraubt. Die Messingfassung ist mit einem seitlichen Messingstab versehen, dessen äusseres Ende etwas über die Kondensatorplatte hinausragt, und auf dieses Ende ist eine Hülse festgeschraubt, an der ein oben und unten in einen Platindraht endigender vertikaler Arm befestigt ist.

Die untere Kondensatorplatte ist mittels dreier seitlicher Schrauben, die eine genaue Justierung der Stellung der Platte gestatten, auf der Elektrometerstange direkt festgeschraubt. Die Elektrometerstange trägt einen seitlichen in einen Platindraht endigenden Arm.

Um dem Innern der Glasglocke beliebige Gase zuführen zu können, oder um dieselbe evakuieren zu können, ist die Glasglocke an der einen Seite mit zwei Durchbohrungen versehen, in welche Glashähne luftdicht eingesetzt sind, und zwar sind die Durchbohrungen möglichst am oberen und unteren Ende angebracht, um leichte oder schwere Gase bequem einführen zu können.

Auf der den Glashähnen entgegengesetzten Seite sind zwei andere Durchbohrungen der Glaswand vorgenommen. In diesen sitzen die Ladevorrichtungen für die beiden Kondensatorplatten, bezw. für das Elektrometer. Die

Ladevorrichtungen bestehen aus schlank konischen Messingachsen, die sorgfältig in isolierenden Führungen eingeschliffen sind, die mittels zweier Messingscheiben und dazwischen gelegten Lederscheiben luftdicht in die Glaswandungen eingesetzt sind. Die in diese Führungen passenden Messingachsen endigen aussen in kleine Messinghülsen zur Aufnahme von Klemmschrauben. Ausserdem haben die Achsen aussen einen Rändelkopf und einen Hartgummigriff, mittels welchem sich die Achsen drehen lassen. Im Inneren der Glocke ist auf den Achsen je ein gebogener seitlicher Arm angebracht, der in einen Platindraht endigt. Die Anordnung ist so getroffen, dass man durch eine Drehung am aussen befindlichen Hartgummigriff die an den Ladevorrichtungen befindlichen Platindrähte mit den an den Kondensatorstangen, bezw. am Elektrometer befindlichen seitlichen Platindrähten in Berührung bringen kann. Der ganze Apparat ist auf ein kräftiges Holzbrett, das auf drei Stellschrauben ruht, montiert.

Nachdem der Apparat auf einem festen Wandkonsol mit äusserster Sorgfalt so aufgestellt und justiert war, dass das Elektrometer die höchste Empfindlichkeit zeigte, und dass sich beim Bewegen der oberen Kondensatorplatte dieselbe genau parallel der unteren bewegte (auf die Ausführung der Justierung gehe ich hier nicht ein), liess sich nachweisen, dass eine Hebung bezw. Senkung der oberen Platte mit Sicherheit Trennung oder möglichst vollkommene Berührung der beiden Platten herstellte. Da aber bei den seitlichen Berührungen mit den Ladevorrichtungen leicht eine minimale Verkantung der einen oder anderen Kondensatorplatte eintrat, welche dann unbeabsichtigte Berührung bewirken konnte, so wurde später bei den Versuchsreihen dauernd mit einem Plattenabstande von 0,05 mm gearbeitet. Dieses entspricht bei den vorliegenden Dimensionen der Platten ziemlich genau der Verstärkungszahl 100 des Kondensators. Es war also bei dieser Anordnung möglich, noch Spannungen von 0,01 Volt sicher nachzuweisen. Spätere Versuche ergaben die Richtigkeit dieser Genauigkeit.

Bei der Ausführung der Spannungsmessungen war die Zinkplatte dauernd unten auf dem Elektrometer befestigt, die Kupferplatte war die bewegliche obere Platte. Die Spannungsmessungen wurden nach der Kompensationsmethode in folgender Weise ausgeführt:

Der untere Ladearm stand durch einen Draht in leitender Verbindung mit der Grundplatte und dem Gehäuse des Elektrometers, welche ihrerseits dauernd mit der Erde leitend verbunden waren. Als Erde, also als Nullspannung diente bei allen Versuchen eine Ansteckdose, die in unmittelbarer Nähe des Apparates an der Wand befestigt war, und die durch einen dicken Kupferdraht mit der Gas- und Wasserleitung des Gebäudes durch Lötung verbunden war. An dieselbe Ansteckdose war der negative Pol eines Akkumulators, die negative Klemme eines Weston-Voltmeters und das eine Ende eines 2 m langen, über einer Teilung aufgespannten Nickelindrahtes leitend angeschlossen. Der zweite Pol des Akkumulators war unter Zwischenschaltung eines Ausschalters an das andere Ende des Nickelindrahtes angeschlossen, sodass längs des ganzen Drahtes die Spannungsdifferenz von 2 Volt, also pro Centimeter die Spannungsdifferenz 0,01 Volt herrschte.

Der obere Entladearm des Apparates war mit der positiven Klemme des Voltmeters und mit einer auf dem Nickelindrahte verschiebbaren Klemme verbunden. Man konnte also die an dem oberen Entladearm herrschende Spannung sowohl am Messdraht, wie am Voltmeter ablesen. Da es sich nur um statische Ladungen des Ladearmes oder der Kondensatorplatten handelt, war der Einfluss der Drahtverbindungen gleich Null. Die beiden Kondensatorplatten waren vor dem Einsetzen in den Apparat eben geschliffen und poliert, dann waren sie einen Tag lang der freien Zimmerluft ausgesetzt.

Nachdem so die Versuchsreihe vorbereitet war, wurde die obere Kondensatorplatte der unteren bis auf 0,05 mm genähert und durch Drehung der oberen Platte die leitende Verbindung der beiden Platten durch die angesetzten Platindrähte hergestellt. Dann wurde durch Rückwärtsdrehen der Platte die leitende Verbindung wieder unterbrochen und die obere Platte gehoben. Ein starker Ausschlag des Blättchens zeugte von positiver Spannung der Zinkplatte.

Nun wurde die obere Platte wieder gesenkt und durch Drehen der Ladearme und Verschiebung der Klemme auf dem Nickelindrahte versucht, der oberen Platte eine solche Ladung mitzuteilen, dass beim Hochheben der oberen Platte kein Ausschlag erfolgte. Dieses trat ein, als man der oberen Platte eine positive Ladung von 0,86 Volt zuführte und nach dieser Zuführung den Ladearm wieder zurückdrehte. Es war also bei einer künstlich zugeführten positiven Spannung von 0,86 Volt jede kondensatorische Wirkung der oberen Platte beseitigt; daraus folgt, dass die obere Platte ohne diese künstlich zugeführte Ladung gegenüber der unteren Platte eine negative Ladung von 0,86 Volt hatte. Diese beobachtete Spannung stimmt auch mit den sonst beobachteten Spannungen im wesentlichen überein.

Betrug die zugeführte Spannung mehr als 0,87 Volt oder weniger als 0,85 Volt, so trat beim Hochziehen der oberen Platte jedesmal ein Ausschlag ein.

An drei aufeinander folgenden Tagen, am 4., 5. und 6. August, wurden diese Beobachtungen viele hundert Mal mit genau demselben Erfolge wiederholt.

Nun wurde die Glasglocke mit Leuchtgas gefüllt, indem das Leuchtgas durch den oberen Hahn einströmte und den Apparat durchströmte. Eine mehrfach wiederholte Messung der oben beschriebenen Art wurde dann noch am selben Tage und am folgenden Tage gemacht. Die Messung ergab genau dasselbe Resultat. Darauf wurde die Glasglocke mittelst einer Quecksilberluftpumpe evakuiert, wieder mit Leuchtgas gefüllt und wieder evakuiert. Auch jetzt trat keine Spannungsänderung ein. Nachdem die Glocke im evakuierten Zustande einen Tag lang gestanden hatte, wurde sie mit elektrolytisch entwickeltem Wasserstoffgase gefüllt. Dann wurde dieselbe Füllung nach jedesmaligem Leerpumpen an 10 aufeinander folgenden Tagen wiederholt. Zwischendurch blieb die Glocke zweimal einen Tag lang im evakuierten Zustande stehen. Auch jetzt änderte sich die Spannung nicht. Hierauf fand eine zweimalige Füllung mit Stickstoff, eine einmalige Füllung mit Kohlendioxyd und eine zweimalige Füllung mit Sauerstoff statt. Die letzte Sauerstofffüllung blieb dann bis zum 12. September unter der Glocke, an welchem Tage ich den Apparat auseinander nahm, um ihn für den heutigen Vortrag einzupacken.

Da nun bei allen diesen Versuchen absolut keine Veränderung der Spannung eintrat, so kann ich mir nicht recht vorstellen, wie man sich die chemische Wirkung der Gase denken soll. Auch wenn man annimmt, dass trotz aller Evakuierung und sorgfältiger Ausspülung der Glocke mit anderen Gasen noch Sauerstoffspuren vorhanden gewesen sind, die chemisch hätten einwirken können, so hätte nach meinem Dafürhalten wenigstens eine merkbare Veränderung der Spannung eintreten müssen; oder sollten diese Sauerstoffspuren ein unerschöpflicher Born für elektrische Spannungen sein?

Ich habe die Absicht, dieselben Versuche noch auf einen längeren Zeitraum auszudehnen und werde zu gegebener Zeit die Versuchsresultate veröffentlichen. Die hier mitgeteilten Beobachtungen schienen mir aber schon der Mitteilung wert zu sein.

Ich kann mir nach diesen Messungsresultaten die entstehende oder vielmehr bestehende Spannungsdifferenz nur so vorstellen, wie es schon von Helmholtz in klarer Weise auseinander gesetzt ist, dass nämlich jedes Metall eine ihm eigentümliche spezifische Spannung besitzt, die es sofort annimmt, wenn es leitend mit dem Nullpotential der Erde verbunden ist. Diese spezifische Spannung ist aber energetisch unwirksam, sodass also zwei verschiedene Metalle, die ihre spezifische Spannung schon angenommen haben, ihre verschiedenen Spannungen nicht ausgleichen, dass aber, wenn sie dieselben noch nicht besitzen, so lange ein Überströmen elektrischer Ladung von dem einen zum anderen Metall erfolgt, bis die normale Spannungsdifferenz eingetreten ist.

Diese Ansicht widerspricht auch keineswegs dem Energiegesetze, wenn man nur bei den Metallen wohl unterscheidet zwischen der wirklich herrschenden und der energetisch wirksamen Spannungsdifferenz.

Wenn man die bei den beschriebenen Versuchen herrschende Anordnung schematisch aufzeichnet und dann den Energie-Inhalt der bewegten Kondensatorplatte berechnet, so kommt man zu einem Urteil über den zur Bewegung der Platte erforderlichen mechanischen Arbeitsaufwand und über die bei der Berührung der Platten zum Ausgleich kommende elektrische Energie, die dann in Form von Stromwärme an die Umgebung abgegeben wird.

Es stelle L Fig. 2 eine kapazitätsfreie mit der Erde verbundene Leitung dar, an die an dem einen

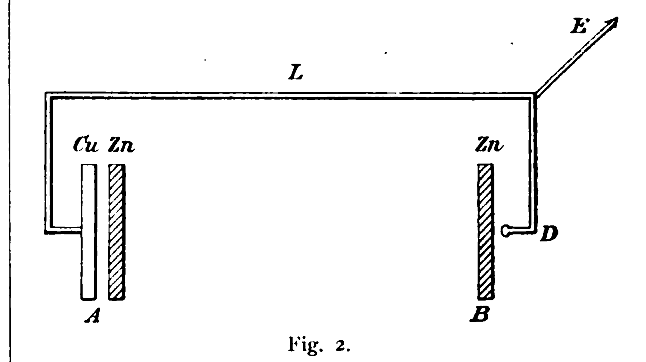


Fig. 2.

Ende die Kupferplatte Cu festgelötet ist. Das andere Ende der Leitung endige in derselben Horizontalebene in D. Eine Zinkplatte Zn möge horizontal beweglich so angebracht sein, dass sie ohne Erzeugung von mechanischer Lage-Energie sowohl mit Cu in Berührung gebracht werden (Stellung A), wie auch mit dem kapazitätsfreien Ende D der Leitung berührt werden kann (Stellung B).

Die auf der Kupferplatte wegen der dauernden Verbindung mit der Erde dauernd gleichbleibende Spannung, möge als „Nullspannung“ angenommen werden.

Macht man nun die Annahme, dass sich bei Berührung der Zinkplatte mit der Kupferplatte auf der Zinkplatte die dem Zink normal zukommende, oder die dem Zink spezifische Spannung V herstellt, so lässt sich der Energie-Inhalt der Zinkplatte in den Stellungen A und B sowohl vor als nach der Berührung berechnen. Dabei ist aber auf einen wichtigen Unterschied aufmerksam zu machen. Da nämlich nach der

oben gemachten Annahme die normale Spannung des Zinks gleich V ist, so kann, wenn das Zink diese Spannung besitzt, bei der Berührung des Zinks mit dem Kupfer kein Spannungsausgleich erfolgen, es kann also weder ein Strom, noch Stromwärme entstehen. Ein solcher Spannungsausgleich und daher auch Wärmeerzeugung erfolgt nur, wenn diese normale Spannung gestört ist, sei es nun, dass das Zink eine höhere oder eine niedere als diese normale Spannung hat. Wir haben also bei der Berechnung der auf dem Zink herrschenden Spannung die wirkliche, also thatsächlich herrschende Spannung von der verfügbaren, also energetisch wirksamen oder nutzbaren Spannung zu unterscheiden. Diese energetisch wirksame Spannung ist gleich der um V verminderten wirklichen Spannung.

In derselben Weise ist dann auch der scheinbare Energie-Inhalt, der sich aus der wirklichen Spannung berechnet, zu unterscheiden von dem wahren Energie-Inhalt, der nur von der energetisch wirksamen Spannung herrührt.

Wir nehmen nun ferner an, dass die freie Zinkplatte ohne Annäherung an die Kupferplatte die Kapazität K hat, und dass sie kurz vor der Berührung oder im Augenblicke der Berührung mit der Kupferplatte in A die Kapazität $n\,K$ hat, wo also n die Verstärkungszahl des Kondensators (bei meinen Versuchen 100) bedeutet. Die Werte des nach diesen Auseinandersetzungen berechneten Energie-Inhalts der Zinkplatte in den Stellungen A und B vor und nach der Berührung sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

	Kapazität	wirkliche Spannung	verfügbare, energetisch wirksame Spannung	scheinbarer Energie-Inhalt	wahrer Energie-Inhalt	$\frac{1}{2}(n-1)^2KV^2=E$ gesetzt
in A nach Berührung	nK	V	$V-V=0$	$\frac{1}{2}nKV^2$	$\frac{1}{2}nKO^2=0$ =	$A_2=0$
in B vor Berührung	K	nV	$nV-V=(n-1)V$	$\frac{1}{2}n^2KV^2$	$\frac{1}{2}(n-1)^2KV^2$ =	$B_1=E$
in B nach Berührung	K	V	$V-V=0$	$\frac{1}{2}KV^2$	$\frac{1}{2}KO^2=0$ =	$B_2=0$
in A vor Berührung	nK	$\frac{1}{n}V$	$\frac{1}{n}V-V=\frac{(n-1)V}{n}$	$\frac{1}{2}\frac{1}{n}KV^2$	$\frac{1}{2}nK\frac{(n-1)^2V^2}{n^2}$ =	$A_1=\frac{1}{n}E$

Mittels dieser Werte ist sowohl der mechanische Arbeitsaufwand bei der Bewegung der Zinkplatte von A nach B und umgekehrt, nachdem jedesmal in der Anfangsstellung der Bewegung die Zinkplatte die Kupferplatte oder den Draht D berührt hatte, wie auch der bei der Berührung in A und B entstehende Strom, bezw. die entstehende Stromwärme zu berechnen. Es ergiebt sich hieraus:

Mechanischer Arbeitsaufwand.

1. Bei Bewegung von A nach B: . . . $B_1 - A_2 = E$
2. Bei Bewegung von B nach A: . . . $A_1 - B_2 = \frac{1}{n}E$

Strom-Energie.

1. Bei Berührung der Platten in B: . . . $B_1 - B_2 = E$
2. Bei Berührung der Platten in A: . . . $A_1 - A_2 = \frac{1}{n}E$

Es kommt also jedesmal nach Ausführung der Bewegung in einem oder anderem Sinne mit nachfolgender Berührung der ganze mechanische Arbeitsaufwand wieder in Form von Stromwärme zum Vorschein, und zwar, und das ist besonders hervorzuheben, in Form von positiver Stromwärme. Es bedarf also nicht des Heranziehens von Peltierscher Kälte, um das Entstehen des normalen Zustandes zu erklären. Es bedarf nur der Annahme, dass ein solcher normaler Zustand existiert. Glaubt man an diesen normalen Zustand nicht, so ist allerdings auch die Energieberechnung anfechtbar. Ungezählte Versuche haben aber diese normale Spannungsdifferenz konstatiert, ja die von den verschiedensten Forschern mitgeteilten Werte derselben stimmen überein. Die Ihnen heute demonstrierte Versuchsanordnung ist nur eine neue Anordnung, die die Heranziehung oder die Notwendigkeit chemischer Kräfte mindestens unwahrscheinlich macht.

Gestatten Sie mir zum Schluss noch, Ihnen einen kleinen Apparat zu demonstrieren, mittels welchem es mir gelungen ist, auch ohne Kondensator die elektrische Spannungsdifferenz der beiden Metalle Zink und Kupfer direkt nachzuweisen. Der Apparat lässt die Frage nach der Herkunft der Ladung unberührt. Wenn man den Apparat, ähnlich wie das Elektrometer bei der vorhin beschriebenen Versuchsanordnung, in einen allseitig geschlossenen Raum einbaut und dann diesen Raum mit den verschiedensten Gasen füllt, so wird er auch auf diese Frage Antwort geben.

Der Apparat Fig. 3 besteht aus einem durch zwei Glasplatten verschlossenen Messinggehäuse mit einem darauf gesetzten Glasrohr, das einen seitlichen Ansatz für die Spiegelablesung trägt. Das Glasrohr trägt an seinem oberen Ende die

Aufhängevorrichtung für ein kreisförmiges Messingblech, das sich im unteren Gehäuse zwischen zwei gleichgrossen Metallplatten drehen kann. Die Metallplatten sind kreisförmig, bestehen aber jede zur Hälfte aus Zink, zur Hälfte aus Kupfer, welche beide Hälften längs eines Durchmessers der kreisförmigen Scheibe zusammengelötet sind. Die beiden Metallplatten sitzen an den Enden zweier Messingstangen, die je in einer durch die Wände des Gehäuses gehenden Führung drehbar sind. Es ist bei der Herstellung des Apparates besonders Gewicht darauf gelegt, dass die beiden Führungen

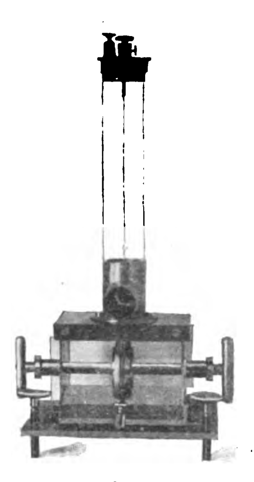


Fig. 3.

und die in denselben sich drehenden Messingstangen dieselbe Achse haben, sowie auch, dass bei der Drehung der Messingachsen die beiden Platten sich drehen, ohne im geringsten zu schlagen. An jeder Messingachse ist aussen eine Querstange angebracht, die der Trennungslinie der beiden Metalle parallel läuft. Ausserdem sitzt auf jeder Führungsachse ein feststellbarer Anschlagring. Wenn man die Achse in der Führung um 180^0 dreht, so wird hierdurch bewirkt, dass die Zink- und die Kupferhälfte der Metallscheiben ihre Lage miteinander vertauschen, ohne dass sonst irgend welche Änderung an dem Apparate eintritt.

Die zwischen den Zink-Kupferplatten hängende Messingscheibe hängt an dem auf dem Glasrohr sitzenden Torsionskopf mittels eines dünnen Metallfadens. Durch eine auf dem Torsionskopfe sitzende Klemmschraube kann der Messingscheibe eine beliebige elektrische Ladung zugeführt werden. Endlich ist an der verlängerten Achse der Messingscheibe ein Ablesespiegel angebracht.

Wenn man nun die beiden geteilten Metallscheiben der dazwischen hängenden Messingscheibe bis auf 1 mm nähert und durch Verstellung der Fussschrauben, sowie durch Drehen des Torsionskopfes es dahin bringt, dass die Messingscheibe genau mitten zwischen den geteilten Metallscheiben hängt, so wird, wenn die Aufhängung vollständig symmetrisch ist, die Messingscheibe auch dann ihre Lage unverändert beibehalten, wenn man ihr eine positive oder negative Ladung zuführt. Solch eine symmetrische Lage tritt dann ein, wenn die Trennungslinie der beiden Metalle auf den Platten horizontal ist und bei beiden Platten entweder das Zink oder das Kupfer die obere Hälfte bildet. Desgleichen tritt kein Ausschlag auch bei Zuführung irgend welcher Ladung ein, wenn bei beiden Platten die gleichen Metallhälften gleichzeitig vorn oder gleichzeitig hinten sind. Wenn man aber die Platten so dreht, dass bei der einen Platte die Zinkhälfte vorn, die Kupferhälfte hinten, bei der zweiten Platte dagegen die Kupferhälfte vorn und die Zinkhälfte hinten ist, so tritt bei Ladung der Messingscheibe eine Drehung ein. Der Sinn der Drehung ist nun stets so, dass das Zink positiv und das Kupfer negativ erscheint. Bei Vertauschung des Vorzeichens der Ladung oder nach Drehung der Metallplatten um 180^0 erfolgt die Drehung der Messingscheibe stets im umgekehrten Sinne.

Bei dem vor Ihnen stehenden Apparate betrug der beiderseitige Ausschlag bei einer zugeführten Ladung von 30 Volt Spannung und dem vorhin angegebenen Abstande ungefähr 10 Minuten.

Ich habe noch nicht die Zeit gehabt, den Apparat sorgfältiger ausführen zu lassen, doch hoffe ich, dass besonders bei empfindlicherer Aufhängung auch schon geringere zugeführte Ladungen einen Ausschlag bewirken. Ich hatte die Absicht, statt des Messingbleches eine Doppelplatte aus Zink und Kupfer zwischen den beiden geteilten Metallplatten aufzuhängen, um so direkt die gegenseitige anziehende Wirkung der Metalle ohne zugeführte Ladung zu untersuchen. Bei dem hier vorgeführten Apparate zeigte aber eine solche dazwischen gehängte Doppelplatte keinerlei Wirkung. Ob das auf die Unempfindlichkeit des Apparates zu schieben ist, oder ob trotz verschiedener Spannung keine gegenseitige Anziehung erfolgt (und das letztere vermute ich), werde ich untersuchen, sobald die Herstellung eines empfindlicheren Apparates erfolgt ist. Es war mir aber nicht möglich, einen solchen Apparat vor der Naturforscherversammlung noch fertig zu stellen, geschweige denn, die Versuchsresultate hier mitzuteilen.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Kaufmann (Göttingen): Mir ist nicht klar geworden, was mit den energetischen Aus-



führungen bezüglich der Theorie der Kontaktelektrizität bewiesen werden soll. Was der Vortragende bewiesen hat und berechnet, ist ein Elektrophor, bei dem an Stelle der Reibungs-, Kontaktelektrizität als Quelle dient.

Dass eine solche Kontakt-Potentialdifferenz der Metalle existiert, daran ist ja niemals ein Zweifel geäussert worden. Die Frage ist nur, woher die Potentialdifferenz kommt. Dass das Energiegesetz stimmt, das ist ja von selbst klar bei der Bewegung eines Elektrophors.

Was den zweiten Apparat anbetrifft, dass man da Ausschläge bekommt, und bekommen muss, ist ja wohl auch bekannt. Es existiert eine ausführliche Abhandlung von Hallwachs, in der darauf hingewiesen ist.

Voller (Hamburg): Die Versuche sind zwar interessant und mögen wohl noch nach der einen oder anderen Richtung weiteren Aufschluss geben. Auf eines möchte ich aber gegen Herrn Grimsehls Auffassung aufmerksam machen. Die Frage ist, worauf ja auch Herr Kaufmann hinweist, worin liegt die Energiequelle? Nach unserem Wissen können wir nur zwei Energiequellen in Betracht ziehen, chemische oder thermische. Die thermische Energie ist jedenfalls sehr klein, die chemische zieht der Herr Vortragende in Zweifel.

Würde nun, wie Herr Grimsehl annimmt, diese elektrische Erregung bedingt sein durch einen jedem Metall eigenthümlichen elektrischen Zustand, den es dauernd besitzt, so würde folgendes schwer zu verstehen sein: Habe ich ein Elektrometer isoliert mit einem isolierten Metalle verbunden, so bleibt der Ausschlag dauernd, wochenlang, derselbe. Nun weiss ich, dass vom Elektrometer aus dauernd eine Zerstreuung der Ladung stattfindet. Wenn ich nun beobachte, dass die dauernde Verbindung mit dem Metalle einen dauernden gleichmässigen Ausschlag giebt, so heisst das, dass von dem Plattenpaar ein dauernder Zufluss von Elektrizität zur Ersetzung der Zerstreuung zum Elektrometer geht. Es fliesst also Elektrizität kontinuierlich hinein, wenn auch in sehr geringer Menge. Dann kann ich aber nicht annehmen, dass die Energiequelle durch einen Vorgang geliefert ist, der vor unendlich langer Zeit einmal gewirkt hat. Da wir einen kontinuierlichen Zufluss von Elektrizität haben, so muss eine kontinuierlich wirkende Energiequelle vorhanden sein, und da weiss ich wie gesagt nicht, was man an die Stelle setzen soll, wenn nicht elektrochemische oder elektrothermische Vorgänge diese Energie immer nachliefern sollen.

Lecher (Prag): Ich möchte eine Frage an Herrn Voller richten. Wie denkt er sich die Verbindung mit dem Elektrometer? Ein Zinkstab, der in der Luft steht, und dann zum Elektrometer geht? (Voller: ja, ja.) Da wird die Ladung des Zinkstabes, wenn er monatelang im Vakuum ist, allmählich sinken, wenn derselbe im Vakuum sich befindet und in dem Moment, wo ich durch Erdleitung vorübergehend abgeleitet habe, bekomme ich keinen Ausschlag.

Voller: Die Erfahrung lehrt doch die Konstanz des Ausschlages. Ich habe das Elektrometer lange Zeit stehen lassen und stets denselben Ausschlag bekommen. Ich sehe hier von der Theorie ganz ab. Ich weiss aber, dass das Elektrometer Elektrizität zerstreut, und dass ein kontinuierlicher Zufluss von Elektrizität erfolgt. Es muss also auch eine kontinuierlich wirkende Energiequelle da sein.

Kaufmann: Hat Herr Voller bei der Vergleichung der Zerstreuungsgeschwindigkeit mit und ohne angeschaltetes Plattenpaar auch auf die Veränderung der Kapazität Rücksicht genommen?

Voller: Nein, das ist nicht geschehen! Es kam dies nicht in Betracht, weil ja keine Abschaltung des Zinkstabes während der Beobachtungsdauer stattfand.

Grimsehl: Gegenüber den Erklärungen des Herrn Voller erwidere ich, dass die zwei Platten, nachdem sie künstlich auf die Spannungsdifferenz Null gebracht waren und dann in einem gegenseitigen Abstande von 0,05 mm einen Tag lang gestanden hatten, infolge der zerstreuenden Wirkung der Luft wieder eine Spannungsdifferenz erreichten. Die zerstreuende Wirkung der Luft besteht also hierbei nicht in der Beseitigung der Spannungsdifferenz, sondern in der Herstellung derselben. Aus diesem Grunde kann also kaum davon geredet werden, dass zwischen den beiden verschieden geladenen Platten infolge der Luftleitung ein andauernder Strom entsteht. Aus diesem Grunde ist auch kein Energieverlust vorhanden, also keine Energiezufuhr notwendig. Ferner hebe ich den Entgegnungen von Herrn Kaufmann gegenüber hervor, dass bei der Energie-Bilanz nicht etwa Annahme von negativer Stromwärme bei der Berührung der Platten in *A*, also nicht die Annahme von Peltier-Kälte nötig ist. Dieses nachzuweisen, dazu sollte die Energie-Bilanz dienen, da von vielen Gegnern der Kontakt-Theorie stets eine Peltier-Kälte bei der Berührung herausgerechnet wird. Das rührt daher, dass von den Gegnern angenommen wird, dass zur Erhöhung der Spannungsdifferenz auf die normale Höhe dem System Arbeit zugeführt werden müsste, während das in Wirklichkeit nicht der Fall ist.

Aus der Energie-Bilanz Schlüsse gegen die chemische Theorie zu ziehen, war nicht der Zweck derselben. Die Beweise gegen die chemische Theorie liegen in der Konstanz der

beobachteten Spannungsdifferenz innerhalb der mit den verschiedensten Gasen gefüllten Glasglocke.

Ich betone aber, dass ich die Versuche auf einen längeren Zeitraum fernerhin noch auszudehnen die Absicht habe. Mein bisheriger Bericht bezieht sich nur auf den Zeitraum von 5 Wochen. Daher kann ich auch noch nicht wissen und behaupten, was nach einem Jahre geschehen ist. Ich werde zu gegebener Zeit die Versuchsresultate veröffentlichen. Sollte nach einem längeren Zeitraume eine Veränderung eintreten, so würde das natürlich ein Beweis gegen die Kontakt-Theorie sein.

Nernst (Göttingen): Elektrolytisch entwickelter Wasserstoff enthält immer noch merkliche Mengen von Sauerstoff, und relativ geringe Konzentrationsänderungen des Sauerstoffs werden einen geringen Effekt haben. Wie ist bei den Versuchen dafür gesorgt, dass der Sauerstoff vollständig entfernt war?

Grimsehl: Eine vollständige Befreiung von Sauerstoff ist überhaupt nicht möglich, wie wir ja gestern durch den Vortrag des Herrn Warburg gesehen haben. Ich habe elektrolytisch entwickelten Wasserstoff zum Ausspülen der Glocke benutzt, nachdem die Glocke luftbar gemacht wurde und habe dieses Verfahren 10 mal wiederholt. Sollten aber die kleinen Spuren von Sauerstoff, die bei diesem Verfahren noch unter der Glocke geblieben sind, ebenso wirken wie reiner Sauerstoff, und die anderen Gase garnicht? Das ist es, was mir unwahrscheinlich erscheint.

Nernst: Die Berechnungen zeigen das doch wohl. Meine Anregung ging nur dahin, bei diesen interessanten Versuchen, die Herr Grimsehl wohl fortsetzen wird, den Wasserstoff möglichst weit vom Sauerstoff zu befreien. Das beste Mittel dazu scheint mir, den Wasserstoff über glühenden Platin-Asbest zu leiten. Ich möchte mir die Vorhersagung gestatten, dass dieser Wert von 0,86 Volt sich ändern wird, wenn in dieser Weise der Wasserstoff vom Sauerstoff und auf geeignete Weise vielleicht auch vom Wasserdampf befreit werden kann.

Grimsehl: Das ist sehr wohl denkbar; ich werde bei der Fortsetzung der Versuche bestrebt sein, eine noch weitergehende Befreiung des Raumes von Sauerstoff herzustellen, wie es bisher möglich war.

J. Traube (Berlin), Beitrag zur Theorie von van der Waals.

Bezugnehmend auf die Arbeiten von Galitzine, de Heen, Dwelshauwers-Dery u. a. hatte der Verf. im Anschluss an die Theorie von van der Waals speziell über den kritischen Zustand gewisse Ideen entwickelt, die in Annalen der Physik (8, 267, 1902) veröffentlicht wurden, und zu einer merkwürdigen Hypothese geführt haben, nach welcher die kritische Temperatur keine Kontinuitätsgrenze in dem bisherigen Sinne ist, sondern auch oberhalb der kritischen Temperatur innerhalb einer gewissen kritischen Periode bis zum absoluten Vergasungspunkt ein Gleichgewicht zwischen zwei Molekülarten besteht, Gasonen und Fluidonen, welche sich durch verschiedenes Volumen unterscheiden. Ganz allgemein wurde gezeigt, dass bei der Verdampfung einer Flüssigkeit nicht nur, wie man bisher annahm, der Zwischenraum, das Kovolumen, sich vergrössert, sondern es wächst auch der Eigenraum der Molekel, die Grösse b in der van der Waalsschen Gleichung. Es giebt also, in Übereinstimmung mit neueren Annahmen von van der Waals selbst, 2 b-Werte, welche etwa in dem Grössenverhältnis 2:1 stehen. Die Fluidonen sind sowohl in der Gasogenen-Phase löslich wie umgekehrt. Das, was wir gesättigte Dämpfe nennen, sind Lösungen von Fluidonen in der Gasogenen-Phase. Andererseits ist eine homogene Flüssigkeit als eine Lösung von Gasonen in der Flüssigkeitsphase aufzufassen. Jeder Temperatur entspricht ein bestimmter Gleichgewichtszustand. Beim absoluten Nullpunkt ist die Zahl der Gasonen gleich Null, und sie wächst mit zunehmender Temperatur. Verfasser hat früher das Mengenverhältnis von Gasonen und Fluidonen in den verschiedensten homogenen Flüssigkeiten für die verschiedensten Temperaturen bestimmt. In seinem Vortrage weist nun Verfasser auf eine Anzahl neuerer Untersuchungen hin, die sämtlich zu Gunsten seiner Hypothese sprechen. Vor allem erwähnt er die Untersuchungen von A. Schükarew in Moskau. Derselbe hat nach direkter Methode die Verdampfungswärme bei der kritischen Temperatur bestimmt, indem er beispielsweise Äthyläther, welcher in einem Platinrohr eingeschmolzen war, über die kritische Temperatur erhitzte, sowie eine gewisse Anzahl Grade unter der kritischen Temperatur, und die Röhrchen in einem gegebenen Moment in ein Kalorimeter fallen liess. Aus der Differenz lässt sich in bekannter Weise die Verdampfungswärme bei der kritischen Temperatur berechnen. Nach den üblichen Annahmen über das Wesen des kritischen Zustandes soll die Verdampfungswärme bei der kritischen Temperatur gleich Null sein. Verfasser hatte indessen vorausgesagt, dass dies nicht unter allen Umständen der Fall sein könnte. Die Verdampfungswärme einer nicht assoziierten Flüssigkeit, wie Äthyläther, müsste nach des Verfassers Hypothese mit der Menge der Flüssigkeit im Rohre variieren und nur dann gleich Null sein, wenn bei der kritischen Temperatur der Meniskus am unteren und oberen Ende des Rohres verschwand. Für diejenige Dichte, welche der

normalen Dichte entsprach, musste ein Maximum der Verdampfungswärme vorhanden sein.

Schükarews Untersuchungen bestätigten diese Annahme des Verfassers in vollstem Masse. Die Verdampfungswärme des Äthyläthers beträgt bei der kritischen Temperatur im Maximum 2840 cal. pro Molekül, während der Verfasser aus der Verschiebung der Gleichgewichtskonstanten den betreffenden Wert zu

$$\frac{4200 \cdot \sqrt{2}}{2} = 2970 \text{ cal.}$$

pro Gramm-Molekül berechnete.

Bei einer assoziierten Flüssigkeit, dem Isopropylalkohol, trat wegen der Spaltung der Doppelmoleküle oberhalb der kritischen Temperatur jenes Maximum nicht ein.

Verfasser hat sodann zum ersten Male die van der Waalssche Gleichung auf den festen Zustand, und zwar auf feste Elemente angewendet, indem er die Konstanten a und b aus den Volumenwerten bei verschiedenen Temperaturen berechnete. Es zeigte sich, dass die Kovolumina $v-b$ der Elemente ganz allgemein wesentlich kleiner sind als diejenigen der Verbindungen. Bei den Metallen wachsen die Kovolumina allgemein mit den Atomräumen und zwar geradlinig, während bei den Metalloiden aus bekannten Gründen sich Unregelmässigkeiten zeigen.

Der Ausdehnungskoeffizient des Kovolumens

$$\frac{1}{v-b} \frac{dv}{dt}$$

berechnet sich in überraschender Weise für alle Elemente mit Ausnahme der Halogene Chlor und Brom sehr angenähert zu $^1/_{273}$. Daraus folgt, dass der innere Druck mit der Temperatur sich nicht ändert, sowie ferner, dass die gesamte Ausdehnung, welche ein Element durch die Wärme erfährt, in der Ausdehnung des Kovolumens besteht, dass somit die Konstante b von der Temperatur unabhängig ist. Dieser Umstand bildet eine wertvolle Bestätigung der Annahmen, die den Verfasser zu der Gasonenhypothese führten.

Für Verbindungen ergab sich der Ausdehnungskoeffizient des Kovolumens aus bekannten Ursachen grösser als $^1/_{273}$, meist schwankte er um den Wert $^2/_{273}$. Auffallend ist es, dass Brom und Chlor sich in dieser Beziehung wie Verbindungen verhalten. Vermutlich ist die hier vorhandene Abweichung und die hohe Molekular- spec. Wärme der gasförmigen Elemente auf dieselbe Ursache zurückzuführen.

Die inneren Drucke der Elemente waren zum Teil ausserordentlich gross. Es zeigte sich, dass bestimmte Eigenschaften, wie die Härte und Elastizität, diesen inneren Drucken parallel gingen, namentlich gelang es dem Verfasser, den Einfluss kleiner Kohlenstoffmengen u. s. w. auf die Härte der Metalle qualitativ und quantitativ zu begründen. So berechnete er auf Grund der van der Waalsschen Theorie, dass Eisen im Maximum 0,287 Proz. Kohlenstoff in fester Lösung in Form der sogen. Härtungskohle lösen könne, während nach Benediks und anderen auf verschiedenen experimentellen Wegen sich als Löslichkeit 0,29 Proz. ergiebt.

Verfasser zeigt, dass der sogen. osmotische Druck in festen Lösungen nichts anderes ist, als eine Binnendrucksdifferenz.

Schliesslich findet Verfasser einfache Beziehungen der van der Waalsschen Gleichung zum Schmelzpunkt, Siedepunkt, zur Verdampfungswärme, zum Kompressionskoeffizienten und zur mittleren Weglänge der Atome. Die Weglängen der Metallatome ergeben sich nicht nur von derselben Grössenordnung, wie die früher von Riecke und G. Meyer aus der Diffusionsgeschwindigkeit bestimmten Werte, sondern die Werte sind auch einander annähernd proportional.

Den Siedepunkt des Diamanten berechnet Verfasser annähernd zu etwa 20000°.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Keine Diskussion.)

W. Marckwald (Berlin), Das radioaktive Wismut (Polonium).

Das wesentlichste ist bereits in den Berichten der chemischen und physikalischen Gesellschaft veröffentlicht. Ich hoffte trotzdem, wesentlich Neues vortragen zu können, eine Hoffnung, die sich namentlich in Bezug auf die chemische Seite aus Mangel an Material bisher leider nicht erfüllt hat. Dann aber glaube ich, dass es Sie auch interessieren wird, die Erscheinungen zu sehen, und nicht bloss aus der Beschreibung kennen zu lernen. Auch ein lokales Interesse kommt dazu, weil der Fundort der Joachimsthaler Pechblende, zu deren Bestandteilen ja auch das von mir untersuchte Metall gehört, wenige Kilometer von hier entfernt liegt.

Zuerst ist ja an dem Uran selbst die Wirkung von Becquerel entdeckt worden, die man als Becquerelstrahlen bezeichnet hat. Dann haben die Curies aus der Pechblende Wismut abgeschieden, welches viel stärker radioaktiv war, als das Mineral selbst. Das so abgeschiedene Wismutoxychlorid soll aber nach den Angaben seiner Entdecker und derer, die sich später damit beschäftigt haben, seine Wirksamkeit allmählich eingebüsst haben. Ich beschäftigte mich zufällig mit Rückständen von der Uran-Fabrikation, und so geriet mir das Polonium in die Hände. Erst als ich an einer kleinen Menge vor wenigstens neun Monaten nach längerer Zeit bemerkte,

dass die Aktivität der Substanz sich absolut nicht verminderte, habe ich mich mit der näheren Untersuchung dieses Stoffes befasst. Nach mehreren Versuchen, die aktive Substanz von dem inaktiven Wismut zu trennen, fand ich, dass man auf elektrolytischem Wege zu einem Ziel kam. Elektrolysierte man die Lösung vom Wismutchlorid in Salzsäure, so zeigte sich, dass die abgeschiedene Substanz aktiver war als die in Lösung gebliebene. Ich verfuhr nun so, dass ich in die Wismutchloridlösung einen Wismutstab tauchte; auf diesen setzte sich in kurzer Zeit ein feiner schwarzer Niederschlag ab, der das übliche Aussehen von derart abgeschiedenen Metallen zeigte. War $^1/_2$ ‰ so abgeschieden, so war das in Lösung gebliebene völlig inaktiv, während das Niedergeschlagene sehr aktiv war. (Der Unterschied der Wirkung wird gezeigt.) Die Stärke der Wirksamkeit hängt lediglich ab von der Verteilung von der Oberfläche des Metalls, die von dem wirksamen Metall bedeckt ist. (Es wird gezeigt, dass ein Stäbchen mit einigen Zehntel Milligramm Substanz und ein gleiches, von welchem die Substanz durch Abputzen bis auf unsichtbare Spuren entfernt ist, ziemlich gleiche Wirkung haben.) (Ein gründlich mit Salpeter- und Salzsäure ausgekochter und mit Seesand gründlich gescheuerter Platintiegel, in dem vor Monaten aktive Substanz sich befand, wirkt jetzt noch beinahe so stark wie die Stäbchen.)

Die Mengen der Substanz haben bisher nicht ausgereicht, um etwas wesentliches über die chemischen Eigenschaften zu ermitteln. 850 g Wismutoxychlorid, die aus der Pechblende gewonnen waren, habe ich zur Verfügung gehabt. Diese habe ich in der vorerwähnten Weise behandelt und erhielt durch Ablösen von der Wismutplatte, auf der sie niedergeschlagen war, etwa 0,6 g Substanz. Leider hat sich herausgestellt, dass doch noch trotz der Reinigung des Wismutoxychlorids die abgeschiedene Substanz Verunreinigungen mit herausgezogen hatte und auch Wismut enthielt, neben Wismut und Blei, das ja zu erwarten war, noch Spuren von Vanadin, Antimon, Tellur und auch noch von anderen Substanzen. Zur Darstellung des völlig reinen Metalls bin ich noch nicht gelangt. Nur zwei Beobachtungen will ich noch erwähnen und dann den chemischen Teil des Referats abschliessen. Ich wollte das Oxyd im Wasserstoffstrom zum Metall reduzieren. Ich bemerkte dabei zu meinem Schrecken einen Anflug an dem Porzellantiegel. Ich unterbrach sofort, und es zeigte sich in dem Tiegel, dass Krystalle sublimiert waren. Das Oxyd ist also flüchtig, und es wird mir, wenn ich wieder Substanz zur Verfügung habe, wohl leicht sein, die Substanz vom Wismut zu trennen.

Die zweite Beobachtung, die für die Reindarstellung der Substanz von Wichtigkeit werden dürfte, geht dahin, dass ebenso wie durch Wismut auch durch Antimon das Metall aus der Lösung niedergeschlagen werden kann.

Die Substanz ist also noch negativer wie Antimon. Deshalb vermute ich, dass die Substanz gar nicht in die Reihe Wismut-Antimon gehört, sondern wohl in die Reihe Schwefel-Tellur, wo noch ein Element fehlt, das dem Tellur folgen wird. Es ist nicht unwahrscheinlich, dass dieses fehlende Element die Eigenschaften eines solchen Metalles zeigen würde, wie sie in dem neu entdeckten Stoffe vorliegen.

Interessanter ist, was ich über die physikalischen Eigenschaften der Strahlen mitteilen kann, welche diese Substanz aussendet. Sie sind sehr verschieden von dem, was man Becquerel- oder Radiumstrahlen heisst. Die Radiumstrahlen sind ähnlich den X-Strahlen und werden durch feste Körper durchgelassen. Mit den Strahlen, die von meinem Metall ausgesendet werden, ist das gerade Gegenteil der Fall. (Zwei Stäbchen, in Seidenpapier eingeschlossen, wirken auf das Elektroskop fast gar nicht.) Ebenso hemmt Aluminiumfolie von $^1/_{100}$ mm Stärke. Bei irgend stärkerem Aluminium bekommt man nicht die Spur einer Wirkung auf das Elektroskop.

Die Strahlen zeigen auch sonst die Wirkung, die wir von solchen Strahlen zu sehen gewöhnt sind.

So wirken sie auf die photographische Platte. Auf eine Elektrode wurde etwas Substanz niedergeschlagen, dann ein Teil abgekratzt und die Elektrode wieder eingetaucht und von neuem etwas niedergeschlagen. Dieser Elektrode habe ich eine photographische Platte etwa 15 Minuten exponiert. Das Bild (s. Fig. 1) zeigt, dass in

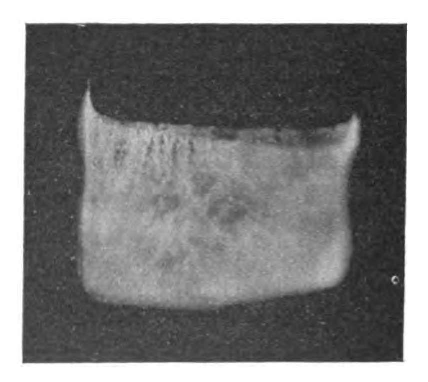


Fig. 1.

diesem Falle die abgekratzten Stellen eine merklich geringere Wirkung ausgeübt haben als die stärker belegten. In dieser Hinsicht unterscheidet sich die photographische Wirkung von derjenigen auf das Elektroskop und auf die

noch zu besprechenden phosphoreszierenden Substanzen. Die starke Absorbierbarkeit der Strahlen wird nun durch das Bild (Fig. 2) de-

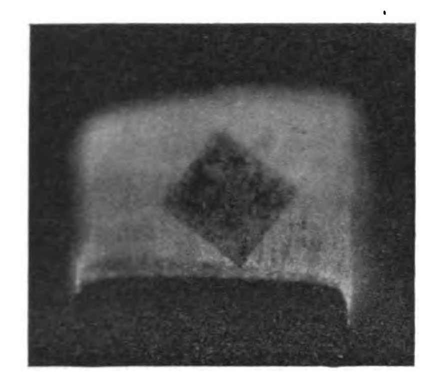


Fig. 2.

monstriert, bei welchem zwischen die photographische Platte und das Metall ein Seidenpapierblättchen gelegt war. Man sieht nicht nur die Konturen des Seidenpapierblättchens, sondern auch die Struktur desselben, die grössere und geringere Porosität an den verschiedenen Stellen tritt deutlich hervor. Bei einer Photographie mit Radiumstrahlen hat sich auch bei geringster Expositionszeit keine Spur einer hemmenden Wirkung des gleichen Seidenpapiers nachweisen lassen.

Die Undurchlässigkeit der Strahlen war die Ursache, weshalb ich die Wirkung auf den Baryum-Platin-Cyanürschirm, mit anderen Worten, die phosphoreszenzerregende Wirkung der Substanz anfänglich nicht erkannt habe. Die gewöhnlichen Röntgen-Schirme sind zum Schutze der Salzflächen mit Lack überzogen. Ich bekam bei dem Leuchtschirm zunächst nicht die Spur einer Lichteinwirkung. Ein Zufall führte mich auf die Ursache. Ich bemerkte in der Dunkelkammer, dass der Tisch, wo der Stab lag, leuchtete, der Stab war umgeben von einer Lichtaureole. Der Tisch war, wie ich fand, mit Zinkoxyd angestrichen, und ich fand, als ich dieses untersuchte, es sehr gut phosphoreszierend. Diese Wirkung ist umsomehr überraschend, als Radiumstrahlen auf Zinkoxyd nur eine sehr schwache Wirkung ausüben. Umgekehrt bringt meine Substanz Uransalze nur zu sehr schwacher Phosphoreszenz, auf welche bekanntlich Radiumstrahlen stark einwirken. Gleichgut wirken beide Arten von Strahlen auf Baryumplatincyanür, nur muss man einen Schirm ohne Lacküberzug verwenden. Selbstverständlich kann man auch in diesem Falle die Wirkung auf den Leuchtschirm nicht wie beim Radium beobachten, wenn man die aktive Substanz hinter den Schirm hält. Hält man sie aber vor den Schirm, so wird die Beobachtung dadurch erschwert, dass man sich mit dem Metall selbst die Betrachtung des phosphoreszierenden Fleckes behindert. Um daher einem Auditorium die Erscheinung vorführen zu können, empfiehlt es sich, den Leuchtschirm so herzustellen, dass man eine Glasplatte mit Baryumplatincyanür belegt und nun die Phosphoreszenzerscheinung von der Rückseite durch die Glasplatte beobachtet. Ein solcher Schirm ist mir von der bekannten Firma F. Ernecke in Berlin hergestellt werden. Mit einem auf ähnliche Weise hergestellten Zinkoxydschirm kann ich auch die Phosphoreszenz dieser Substanz zeigen.

Es bleibt noch eine kleine Beobachtung zu besprechen, die zeigt, dass diese Substanz auch vielleicht einer gewissen praktischen Anwendung fähig ist. Diamanten leuchten in X-Strahlen sowie in Radiumstrahlen, das ist bekannt. Sie leuchten auch, wenn sie mit einem solchen Stäbchen in Berührung gebracht werden oder auf eine solche Platte gebracht werden. Zufällig fand ich bei der Prüfung kleiner, einem alten Schmuck entstammenden Diamanten, dass von dem gesamten Vorrat drei Krystalle nicht phosphoreszierten. Sie waren nicht aus Glas, das konnte ich sofort feststellen. Ich brachte sie zu einem Juwelier. Ein anderer Juwelier hatte sie früher als echt, aber nicht sehr gut erklärt. Dieser Juwelier bezeichnete sie als nicht echt und es stellte sich heraus, dass sie Bergkrystalle waren. Ich habe nun untersucht, ob andere Diamantimitationen phosphoreszieren. Glas phosphoresziert in äusserst geringem Masse, und zwar verschwindend gegen die Phosphoreszenz des Diamanten. So kleine Stücke, wie beim Diamanten in Betracht kommen, zeigen keine merkliche Lichterscheinung. Ebensowenig phosphoreszieren die bunten Edelsteine, wie Saphir, Rubin, Smaragd. Das ist wichtig, weil die farblosen Varietäten dieser Edelsteine zu Diamantfälschungen verwendet werden. Ich habe hier bei einem Mineralienhändler ein grosses Exemplar von Aquamarin (farbloser Smaragd) erhalten, dasselbe zeigte keine Spur von Phosphoreszenz. Diese Strahlen geben also ein bequemes und billiges Mittel, um die Echtheit eines Diamanten feststellen zu können. Zum Schluss bemerke ich, dass die Stäbchen, welche von der Firma Dr. Richard Sthamer in Hamburg in den Handel gebracht werden, nach Herstellung des Niederschlags poliert werden. Dadurch wird der an sich leicht ablösbare Niederschlag sehr festhaftend, so dass er sich auch bei dauernder Benutzung nicht abgreift.

Diskussion.

Schweidler (Wien): Ist dem Vortragenden bekannt, dass die starke Absorbierbarkeit dieser Strahlen, die demonstriert wurde, in völliger Übereinstimmung ist mit der Absorbierbarkeit der Strahlen, die von dem Polonium der Curies ausgesandt werden.

Marckwald: Die Frage, ob mein Ausgangsmaterial identisch ist mit dem Polonium der Curies, ist ja schwer zu entscheiden. Der ganze Unterschied besteht darin, dass die Curies angeben, dass ihre Substanz die Wirksamkeit nach einiger Zeit verloren hat. Noch in ihrer letzten Veröffentlichung schreiben sie wörtlich: le polonium n'est qu'une espèce de bismut actif. Diese Substanz dagegen hat bis jetzt wenigstens, also im Laufe von 8—9 Monaten, keine Spur ihrer Aktivität eingebüsst.

Warburg (Berlin): Nach meiner Erinnerung hat das Polonium der Curies sehr stark absorbierbare Strahlen ausgesendet. Ferner haben, soviel ich weiss, die Curies keine magnetische Ablenkbarkeit an ihren Präparaten feststellen können, Herr Giesel dagegen hat eine solche gefunden. Es scheinen also verschiedene Arten von Polonium zu existieren.

W. Kaufmann (Göttingen), Die elektromagnetische Masse des Elektrons.

Auf der vorjährigen Naturforscherversammlung in Hamburg[1]) konnte ich Ihnen über Versuche berichten, aus denen hervorging, dass das Verhältnis ε/μ der Becquerelstrahlen mit zunehmender Geschwindigkeit abnähme, also wenn man ε als konstant betrachtet, μ zunähme und zwar um so rascher, je mehr sich die Geschwindigkeit (q) der Lichtgeschwindigkeit (c) nähert. Ein derartiges Verhalten ergiebt sich theoretisch aus der Gleichung für die Energie einer schnell bewegten elektrischen Ladung. Es glückte damals auch, die Resultate mit einer von Herrn Searle[2]) abgeleiteten theoretischen Formel in Einklang zu bringen; jedoch nur unter der Annahme, dass der grösste Teil der Masse des bewegten Elektrons mechanischen, der Rest elektromagnetischen Ursprungs sei. Bald nach Veröffentlichung der damaligen Versuche zeigte jedoch Herr M. Abraham[3]), dass die Searlesche Formel für die Feldenergie des bewegten Elektrons die elektromagnetische Masse nur im Falle einer Beschleunigung in Richtung der Bewegung ohne weiteres zu berechnen gestatte, dass dagegen bei transversaler Beschleunigung, wie sie bei meinen Versuchen vorlag, ein von der Searleschen Formel abweichender Ausdruck für die Masse gilt. Ist $\beta = q/c$, ε die Ladung des Elektrons in E. M. E. μ_0 [1]) der Wert der elektromagnetischen Masse für kleine Geschwindigkeiten, so ist nach Abraham:

$$1)\qquad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{\varepsilon}{\mu_0}\,\frac{4}{3}\,\frac{1}{\psi(\beta)}$$

wobei

$$2)\qquad \psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left[\frac{1+\beta^2}{2\beta}\, ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 1\right],$$

(für $\beta = 0$ wird $\psi(\beta) = 4/3$; für $\beta = 1$ wird $\psi(\beta) = \infty$).

Eine bereits von Herrn Abraham versuchte Vergleichung meiner Versuchsresultate mit seiner Formel ergab keine gute Übereinstimmung, die Masse änderte sich schneller als die Theorie verlangte, sodass eine etwa hinzugefügte mechanische Masse hätte negativ angesetzt werden müssen.

Im folgenden soll nun ein rationellerer Wert zur Auswertung der Resultate gezeigt und zugleich an der Hand neuen Versuchsmaterials die völlige Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Theorie nachgewiesen werden.

Bei den damaligen Berechnungen wurden nämlich die absoluten Werte von q und ε/μ unter Benutzung der absoluten Werte des elektrischen und magnetischen Feldes bestimmt, wobei schon damals die möglichen Fehler zu etwa 5 Proz. geschätzt wurden, Fehler, die viel grösser sind, als die relativen Fehler bei Ausmessung der Platten.

Wegen der grossen Veränderlichkeit von $\psi(\beta)$ für β nahezu gleich 1 bedeutet aber ein kleiner Fehler von β einen sehr grossen von μ (für $\beta = 0{,}96$ resp. $0{,}98$ ist z. B. $\psi(\beta) = 3{,}141$ resp. $3{,}745$, d. h. einem Fehler in der Bestimmung von β von 2 Proz. entspricht ein Fehler von μ im Betrage von 19 Proz.).

Zu einer rationellen Verwertung der auf der Platte ausgemessenen Kurve gelangt man also nur, indem man die Relativwerte miteinander vergleicht; man darf die Konstanten der Kurve nicht direkt durch Messung der Apparatdimensionen und des Feldes bestimmen, sondern muss nach der Methode der kleinsten Quadrate die wahrscheinlichsten Werte ermitteln.

Es seien y resp. z, die auf der Platte gemessenen elektrischen resp. magnetischen Ablenkungen. Aus diesen lassen sich zwei andere Grössen η resp. ζ ableiten, die in einfacher Beziehung zu ε/μ resp. q stehen. Die η und ζ sind den y und z angenähert proportional; die Abweichungen von der Proportionalität lassen

1) Verhdl. D. Naturf. u. Ärzte Hamburg 1901. II. 1. 45. Gött. Nachr. 1901. H. 2.

2) Phil. Mag (5) **44**. 340, 1897.

3) Gött. Nachr. 1902. H. 1.

1) Ist a der Radius des Elektrons, so ist $\mu_0 = \frac{2}{3}\frac{\varepsilon^2}{a}$ bei Annahme von Flächenladung.

Tabelle I.

z cm	y cm	β	$\psi(\beta)$	k_2	δ Proz.	
0,348	0,0839	0,957	3,08	2,16	−0,6	$k_1 = 0{,}532$
0,461	0,1175	0,907	2,49	2,165	−0,4	$\varepsilon = \sqrt{\frac{\Sigma\delta^2}{3}} = +0{,}8$ Proz.
0,576	0,1565	0,847	2,13	2,20	+1,2	
0,688	0,198	0,799	1,96	2,165	−0,4	
			Mittel:	2,173		

Tabelle II.

z cm	y cm	β	$\psi(\beta)$	k_2	δ Proz.	
0,200	0,0241	0,930	2,69	[2,19][1])	[+17,5]	
0,250	305	0,917	2,56	1,87	+ 0,4	
0,300	382	0,875	2,26	1,855	− 0,4	$k_1 = 0{,}260$
0,350	469	0,831	2,065	1,845	− 1,0	$\varepsilon = +1{,}0$ Proz.
0,400	574	0,777	1,89	1,895	+ 1,7	
0,450	688	0,730	1,78	1,864	+ 0,05	
0,525	856	0,684	1,695	1,850	− 0,7	
			Mittel:	1,863		

1) Zur Berechnung des Mittelwertes nicht benutzt, weil offenbar durch Plattenfehler oder andere Störungen verfälscht.

Tabelle III.

z cm	y cm	β	$\psi(\beta)$	k_2	δ Proz.	
0,35	0,0455	0,851	2,147	1,721	−0,1	
0,45	651	0,766	1,86	1,736	+0,7	$k_1 = 0{,}258$
0,50	760	0,727	1,78	1,725	+0,1	$\varepsilon = +1{,}2$ Proz.
0,60	0,1000	0,6615	1,66	1,727	+0,2	
0,70	0,1230	0,6075	1,595	1,655[2])	−3,9[2])	
			Mittel:	1,723		

2) Bei Berechnung des Mittels mit 1/4 Gewicht eingeführt wegen grösserer Ungenauigkeit der Einzeleinstellungen; Punkt liegt am äussersten sichtbaren Ende der Kurve.

Tabelle IV.

z cm	y cm	β	$\psi(\beta)$	k_2	δ Proz.	
0,150	0,0607	0,963	3,23	8,12	+0,4	
175	720	949	2,86	7,99	−1,2	
200	835	933	2,73	(?) 7,46	[−7,8]	
225	991	883	2,31	8,32	+2,8	
250	0,1132	860	2,195	8,09	+0	$k_1 = 0{,}905$
275	1290	830	2,06	8,13	+0,5	$\varepsilon = +1{,}4$ Proz.
300	1455	801	1,96	8,13	+0,5	
325	1630	777	1,89	8,04	−0,6	
350	1813	752	1,83	8,02	−0,9	
375	1988	732	1,785	7,97	−1,5	
			Mittel:	8,09		

sich durch Korrektionsglieder darstellen, die von den Apparatdimensionen abhängen, so dass selbst ziemlich beträchtliche Fehler in der Bestimmung der letzteren die Resultate wenig beeinflussen.[1])

Es bezeichne: F die Intensität des elektrischen, H die Intensität des magnetischen Feldes k_1 und k_2 zwei Konstanten; so ist:

4) $$q = c\beta = \frac{F}{H}\frac{\zeta}{\eta} = k_1 c \frac{\zeta}{\eta},$$

5) $$\beta = k_1 \frac{\zeta}{\eta},$$

6) $$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{\zeta^2}{\eta}\frac{F}{H^2},$$

sodass unter Berücksichtigung von 1):

7) $$\frac{\eta}{\zeta^2\psi(\beta)} = \frac{k_1 c}{H}\frac{3}{4}\frac{\mu_0}{\varepsilon} = k_2$$

oder

8) $$\frac{\eta}{\zeta^2\psi\left(k_1\frac{\zeta}{\eta}\right)} = k_2.$$

Gleichung 8) stellt also die Gleichung (η, ζ)-Kurve

1) Über Einzelheiten der Rechnung s. a. W. Kaufmann, Gött. Nachr. 1902. H. 5. (Doch ist dort die Rechnung in etwas abweichender Weise durchgeführt.)

dar, die aus der direkt gemessenen (y, z)-Kurve durch eine einfache Umformung erhalten ist.

Es entsteht also die Aufgabe, die Konstante k_1 mittels der Methode der kleinsten Quadrate so zu bestimmen, dass der Quotient auf der linken Seite von 8) möglichst konstant wird; ist $\bar{k}_2$ der Mittelwert sämtlicher gefundenen k_2, so muss also

$$9) \qquad \Sigma \delta^2 = \Sigma (k_2 - \bar{k}_2)^2,$$

zu einem Minimum gemacht werden. Wegen der komplizierten Form von $\psi\left(k_1 \frac{\zeta}{\eta}\right)$ kann dies nur durch Ausprobieren geschehen; nach einiger Übung findet man passende Werte von k_1 sehr bald und zwar leicht auf $^1/_2$ Proz. genau.

Ich teile am Schlusse einige Messungsergebnisse mit.

Tabelle I bezieht sich auf meine alten Beobachtungen, bei denen ein leider damals untergelaufener Rechenfehler, auf den Herr E. Gehrke mich freundlichst aufmerksam machte, beseitigt ist. Tabelle II, III und IV enthalten neue Beobachtungen von bedeutend grösserer Schärfe[1]), die ich kürzlich gemacht habe, mit gütiger Unterstützung von Herrn und Frau Curie, die mir eine kleine Quantität ihres ungemein wertvollen reinen Radiumchlorids zur Verfügung stellten. Die enorme Aktivität dieses Präparates erlaubte die Anwendung sehr kleiner Körnchen als Strahlungsquelle und eines entsprechend feinen Diaphragmas, so dass die Kurven bedeutend feiner wurden als früher und sogar die blosse Spannung der Hochspannungsbatterie (circa 2000 Volt) schon ausreichte, um eine hinreichende Trennung der beiden Äste zu bewirken. Es sind die Kurven II und III mit der Spannung von 2000 Volt aufgenommen, bei Kurve IV wurde durch den l. c. beschriebenen rotierenden Umschalter die Spannung auf etwa 5000 Volt gesteigert. Die Übereinstimmung mit der Theorie ist so gut, als es die Beobachtungsgenauigkeit nur erwarten lässt, da der mittlere Fehler der Einzelwerte bei sämtlichen vier Kurven nur 1 bis 1,4 Proz. beträgt.

Kennt man den Absolutwert von H, so kann man nach Gl. 7 auch ε/μ_0 ermitteln. Ich habe bei den neuen Versuchen H noch nicht gemessen, bei den alten Versuchen (Tab. I) war $H = 299$, woraus sich ergiebt

$$10) \qquad \varepsilon/\mu_0 = 1{,}84 \cdot 10^7$$

in guter Übereinstimmung mit dem für Kathodenstrahlen gefundenen Werte

$$11) \qquad \varepsilon/\mu = 1{,}865 \cdot 10^7.$$

Berechnet man für die Versuche in Tab. I die Konstanten k_1 und k_2 aus den Apparatdimensionen, so findet man für k_1 einen um etwa 7,2 Proz. abweichenden Wert[1]), d. h. man erhält für die Geschwindigkeit der schnellsten Strahlen nicht die Lichtgeschwindigkeit, sondern $2{,}785 \cdot 10^{10}$.

1) Hier werden die Platten gezeigt.

Es ist sehr wahrscheinlich, dass bei genügender Verfeinerung der Messungen diese Differenz verschwinden wird. Versuche in dieser Richtung sind im Gange.

Zusammenfassend lässt sich jetzt schon sagen, dass die Beobachtungen zu folgenden Schlüssen berechtigen:

Die Masse der die Becquerelstrahlen bildenden Elektronen ist von der Geschwindigkeit abhängig; die Abhängigkeit ist genau darstellbar durch die Abrahamsche Formel. Es ist demnach die Masse der Elektronen rein elektromagnetischer Natur.

Der für kleine Geschwindigkeiten berechnete Wert stimmt innerhalb der Beobachtungsfehler mit dem für Kathodenstrahlen gefundenen überein.

1) W. Kaufmann, Gött. Nachr. 1902. H. 5.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Meyer (Königsberg): Darf ich fragen, wie berechnet man die Funktion $\psi(\beta)$, theoretisch oder durch Messungen?

Kaufmann: Vielleicht ist es besser, wenn wir erst nach dem Vortrag von Abraham die Diskussion führen.

Abraham (Göttingen): Die theoretische Ableitung bringe ich ja; aber darüber können wir doch sprechen, inwieweit durch die Beobachtungen die von der Theorie verlangte Form der Funktion $\psi(\beta)$ bestätigt wird.

Kaufmann: Die Vergleichung mit der Theorie erfolgt in erster Linie auf Grund der auf der Platte gemessenen Ablenkungen, indem die beiden von den Apparatdimensionen und Feldstärken abhängigen beiden Konstanten nicht durch absolute Messung, sondern empirisch nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt werden.

Wenn man absolut bestimmt, kommt man zu einer Übereinstimmung viel schwerer, weil ein Fehler von 1 Proz. in der Bestimmung von β schon Fehler von 10 oder 20 Proz. für $\psi(\beta)$ giebt. Deshalb ist es nötig, dass man die relativen Werte miteinander vergleicht. Eine absolute Messung habe ich bisher nur für die ersten, älteren Versuche vom vorigen Jahre ausgeführt. Da bekommt man Abweichungen im Werte von k_1 bis zu 7 Proz. Rechnet man nun nach Korrektion dieser Abweichung daraus den Wert ε/μ_0 aus, so bekommt man den Wert $1 \cdot 84 \cdot 10^7$, während für die Kathodenstrahlen gefunden ist $1 \cdot 865 \cdot 10^7$.

Meyer: Ich möchte noch fragen wegen der Mängel der photographischen Platte, die kann man also daran erkennen, dass die Fehler immer an derselben Stelle und in derselben Grösse erfolgen?

Kaufmann: Diese Fehler sind fast immer da, systematisch, d. h. der Kurve wirklich angehörig sind sie aber nicht, da sie auf den einzelnen Platten an ganz verschiedener Stelle und verschieden nach Grösse und Sinn auftreten.

M. Abraham (Göttingen), Prinzipien der Dynamik des Elektrons.

Bereits im Januar dieses Jahres habe ich in den Nachrichten der Göttinger Gesellschaft der Wissenschaften eine Abhandlung über die Dynamik des Elektrons veröffentlicht. Die Übereinstimmung der dort entwickelten Theorie mit den experimentellen Resultaten des Herrn Kaufmann lässt die Annahmen, auf denen die Theorie beruht, als zweckmässig gewählt erscheinen; sie zeigt ferner, dass die Trägheit des Elektrons rein elektromagnetischer Natur ist. Während ich dort zunächst noch eine von der elektrischen Ladung unabhängige „materielle" Masse in den Bewegungsgleichungen mitführte, wird es jetzt notwendig, die Dynamik des Elektrons von vornherein elektromagnetisch zu begründen. Dabei ergeben sich bemerkenswerte Analogien der Prinzipien der Dynamik des Elektrons einerseits, der Prinzipien der gewöhnlichen Dynamik materieller Körper andererseits, Analogien, die für die künftige elektromagnetische Begründung der gesamten Mechanik von Bedeutung werden dürften.

Wir schreiben dem Elektron, dem Atome der negativen Elektrizität, eine Ladung e (elektrostatisch gemessen) zu. Das in den Kathoden-und Becquerelstrahlen bewegte freie Elektron sei — das nehmen wir an — eine Kugel vom Radius a, über deren Volumen die Elektrizität gleichförmig, mit der Dichte ϱ, verteilt ist. Die Elektrizität soll an den Volumelementen des Elektrons haften, wie die Materie an den Volumelementen eines starren Körpers, d. h. es soll für das Elektron die kinematische Grundgleichung gelten.

$$\mathfrak{v} = \mathfrak{q} + [\vartheta\, \mathfrak{r}]. \tag{1}$$

Die kinematische Grundgleichung bestimmt die Geschwindigkeit $\mathfrak{v}$ eines beliebigen Punktes des Elektrons, dessen Abstand vom Mittelpunkt durch den Vektor $\mathfrak{r}$ angezeigt ist, wenn die Geschwindigkeit $\mathfrak{q}$ des Mittelpunktes und die Drehgeschwindigkeit ϑ um den Mittelpunkt gegeben sind; wir schreiben sie in vektorieller Form, wobei wir das Grassmannsche Symbol des äusseren Produktes gebrauchen.

Das elektromagnetische Feld, das von dem Elektron erregt wird, ist bestimmt durch die Maxwell-Lorentzschen Feldgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} &= curl\, \mathfrak{H} - \frac{4\pi\varrho}{c}\cdot \mathfrak{v}\ , & div\, \mathfrak{E} &= 4\pi\varrho, \\ -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} &= curl\, \mathfrak{E}\ , & div\, \mathfrak{H} &= 0. \end{aligned} \tag{2}$$

$\mathfrak{E}$, $\mathfrak{H}$ bezeichnen dabei elektrische und magnetische Feldstärke, c die Lichtgeschwindigkeit.

Es ist hervorzuheben, dass die Lorentzsche Theorie mit absoluten Geschwindigkeiten rechnet.

Das Elektron befinde sich nun in einem gegebenen äusseren elektromagnetischen Felde, von den Feldstärken $\mathfrak{E}_h$, $\mathfrak{H}_h$. Zur Bestimmung der Bewegungen, die es ausführt, ist noch ein drittes System von Grundgleichungen erforderlich, das System der „kinetischen" oder „dynamischen" Grundgleichungen. Bei der Aufstellung derselben lassen wir uns durch folgende Überlegung leiten. H. A. Lorentz und E. Wiechert haben gezeigt, dass man die Kräfte, welche auf ruhende und auf strömende Elektrizität im elektrischen bezw. im magnetischen Felde wirken, aus der Elektronentheorie ableiten kann, wenn man für die auf das einzelne Elektron wirkende Kraft den Ansatz macht:

$$\mathfrak{K} = e \cdot \mathfrak{F}_h\ , \quad \mathfrak{F}_h = \mathfrak{E}_h + \frac{1}{c}[\mathfrak{q}\mathfrak{H}_h].$$

Dabei wird das Elektron als Punktladung aufgefasst. Wir müssen die Volumelemente des Elektrons unterscheiden; demgemäss definieren wir die „äussere Kraft" durch

$$\mathfrak{K} = \int\!\!\int\!\!\int dv\varrho \cdot \mathfrak{F}_h\ , \quad \mathfrak{F}_h = \mathfrak{E}_h + \frac{1}{c}\cdot[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}_h]$$

und führen ferner eine „äussere Drehkraft"

$$\Theta = \int\!\!\int\!\!\int dv\varrho\, [\mathfrak{r}\, \mathfrak{F}_h]$$

ein. Nach Maxwell und Hertz gilt nun aber das „Prinzip der Einheit der elektrischen und magnetischen Kraft"; diesem Prinzip zufolge ist die Unterscheidung eines „äusseren" und eines vom Elektron selbst erregten „inneren" Feldes eine künstliche; in Wahrheit giebt es nur ein Feld, von den Feldstärken

$$\mathfrak{E}_h + \mathfrak{E}\ , \mathfrak{H}_h + \mathfrak{H}.$$

Dieses Prinzip führt uns dazu, dem Vektor

$$\mathfrak{F}_h = \mathfrak{E}_h + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}_h]$$

den Vektor

$$\mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}]$$

an die Seite zu stellen, und von einer „inneren Kraft"

$$\int\!\!\int\!\!\int dv\varrho\, \mathfrak{F}$$

und einer „inneren Drehkraft"

$$\iiint d v \varrho [\mathfrak{r} \mathfrak{F}],$$

zu reden. Die „dynamischen Grundgleichungen" besagen nun:

Die Resultierenden der inneren nnd äusseren Kraft und Drehkraft verschwinden:

$$3) \quad \begin{aligned} \iiint d v \varrho \mathfrak{F} + \mathfrak{K} = 0, \\ \iiint d v \varrho [\mathfrak{r} \mathfrak{F}] + \Theta = 0. \end{aligned}$$

Die kinematische Grundgleichung (1), die Feldgleichungen (2) und die dynamischen Grundgleichungen (3), das sind die Grundlagen, auf denen die Dynamik des Elektrons sich aufbaut. Es mag betont werden, dass das Wort „Kraft" hier nur eine abkürzende Bezeichnung für gewisse, durch die Feldstärken und durch die Geschwindigkeit der Translation und Rotation des Elektrons definierte Vektoren ist; aus der gewöhnlichen Mechanik nehmen wir nur rein geometrisch-kinematische Begriffe in die Grundlagen der Dynamik des Elektrons auf. Doch wählen wir die Bezeichnung der abgeleiteten Grössen so, dass die Analogie zur gewöhnlichen Mechanik deutlich hervortritt.

Bevor wir zur Behandlung spezieller Bewegungstypen übergehen, mögen zwei allgemeine Sätze vorausgeschickt werden, die aus den Feldgleichungen folgen. Der erste Satz formuliert das Energieprinzip, er lautet:

$$4) \quad \iiint d v \varrho (\mathfrak{v} \mathfrak{F}) + \iint d o \mathfrak{S}_\nu = -\frac{d W}{d t}.$$

Dabei bedeuten: o die Begrenzung des Feldes, die durch fremde Körper oder auch durch eine nur gedachte Fläche bestimmt sein kann; $(\mathfrak{v} \mathfrak{F})$ das innere (skalare) Produkt der Vektoren $\mathfrak{v}$ und $\mathfrak{F}$, mithin das erste Glied der linken Seite die „Leistung der inneren Kräfte". Das zweite Glied enthält die Normalkomponente des „Poyntingschen Strahlvektors"

$$\mathfrak{S} = \frac{c}{4\pi} \cdot [\mathfrak{E} \mathfrak{H}]$$

und ergiebt die vom Elektron durch die Begrenzung hindurchgesandte Strahlung. Leistung der inneren Kräfte und Ausstrahlung erfolgen auf Kosten einer skalaren Grösse W, die wir „elektromagnetische Energie" nennen, und die das Feld mit der Dichte

$$\frac{1}{8\pi} (\mathfrak{E}^2 + \mathfrak{H}^2)$$

erfüllt. Gl. (4) entspricht also dem Satze von der lebendigen Kraft. In entsprechender Weise lassen sich — das hat H. Poincaré zuerst bemerkt — die Sätze von der Bewegungsgrösse, oder die „Impulssätze" aus der Lorentzschen Theorie gewinnen. Es ist:

$$5) \quad \begin{aligned} \iiint d v \varrho \mathfrak{F} + \iint d o \mathfrak{P} &= -\iiint d v \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t}, \\ \iiint d v \varrho [\mathfrak{r} \mathfrak{F}] + \iint d o [\mathfrak{r} \mathfrak{P}] &= -\iiint d v \left[\mathfrak{r}, \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathfrak{S}}{\partial t}\right]. \end{aligned}$$

Hier giebt $\mathfrak{P}$ die Kraft an, die von den sogenannten „Maxwellschen Spannungen" des vom Elektron erregten Feldes auf die Flächeneinheit der Grenzfläche o ausgeübt wird, $[\mathfrak{r} \mathfrak{P}]$ das statische Moment dieser Kraft, bezogen auf den Mittelpunkt des Elektrons. Nach den Gleichungen (5) heben sich im allgemeinen die Kräfte, welche vom Felde auf das Elektron einerseits und auf die Begrenzung andererseits ausgeübt werden, durchaus nicht auf; sie widersprechen also dem dritten Axiome Newtons. Ganz ebenso würde die Gl. (4) dem Energieprinzip widersprechen, wenn wir es nicht durch Annahme einer neuen „elektromagnetischen Energie" aufrecht erhalten hätten. Auch das dritte Axiom können wir retten, wenn wir eine neue „elektromagnetische Bewegungsgrösse" einführen, die über das Feld mit der Dichte $\frac{1}{c^2} \cdot \mathfrak{S}$ verteilt ist. Die Gl. (5) sind dann folgendermassen zu deuten.

Wir denken uns ein mit dem Elektron starr verbundenes Gerüst. In allen Punkten des Feldes, an denen gerade die Dichte der elektromagnetischen Bewegungsgrösse mit der Zeit zunimmt, greift eine entsprechende Kraft an dem Gerüste an. Alle diese Einzelkräfte nach den Regeln der Statik starrer Körper zusammensetzend, erhält man die Kraft und Drehkraft, welche das von der Fläche o begrenzte Feld auf das Gerüst ausübt. Die Betrachtung vereinfacht sich, wenn es erlaubt ist, die Fläche o in das Unendliche zu rücken, und die Oberflächenintegrale in den Gl. (5) und (4) fortzulassen; das ist dann der Fall — der Nachweis würde hier zu weit führen —, wenn der Einfluss fremder Körper auf das Elektron, soweit er nicht in dem Vektor $\mathfrak{F}_h$ berücksichtigt ist, unmerklich wird. Nehmen wir weiterhin diese Bedingung als erfüllt an, so können wir vermöge der Gl. (5) die „inneren Kräfte" vollständig durch die dynamischen Einwirkungen der elektromagnetischen Bewegungsgrösse ersetzen.

Wir nennen das über den unendlichen Raum erstreckte Integral:

$$\mathfrak{G} = \frac{1}{c^2} \iiint d v \mathfrak{S}$$

den „Impuls" des Elektrons, ferner

$$\mathfrak{M} = \frac{1}{c^2}\int\int\int dv\,[\mathfrak{r}\,\mathfrak{S}]$$

den „Drehimpuls", bezogen auf den Mittelpunkt des Elektrons, ganz ebenso wie wir die Integrale über das ganze unendliche Feld

$$W_e = \int\int\int \frac{dv}{8\pi}\,\mathfrak{E}^2, \qquad W_m = \int\int\int \frac{dv}{8\pi}\,\mathfrak{H}^2$$

als elektrische und magnetische Energie des Elektrons zu bezeichnen gewohnt sind.

Führen wir die Relationen (5) jetzt in die dynamischen Grundgleichungen (3) ein, so erhalten wir sofort die „Bewegungsgleichungen" des Elektrons.

$$6) \qquad \frac{d\mathfrak{G}}{dt} = \mathfrak{K},$$

$$\frac{d\mathfrak{M}}{dt} + [\mathfrak{q}\mathfrak{G}] = \Theta.$$

Eine äussere Kraft bedingt eine zeitliche Änderung des Impulses. Eine äussere Drehkraft ist nicht nur zur Abänderung des Drehimpulses erforderlich; nein, eine äussere Drehkraft muss auch dann angreifen, wenn das Elektron mit konstantem Drehimpuls und einem zur Translationsrichtung schiefem Impulse behaftet ist. In der That, in diesem Falle nimmt, bezogen auf einen im Raume festen Punkt, das statische Moment des Impulses zu oder ab, und hierzu eben ist die Einwirkung einer äusseren Drehkraft notwendig. Übrigens entsprechen die Bewegungsgleichungen (6) ganz denjenigen, die man für die Bewegung eines starren Körpers in einer idealen Flüssigkeit aufgestellt hat. Dort aber sind Impuls und Drehimpuls lineare Funktionen der jeweiligen Geschwindigkeit bezw. Drehgeschwindigkeit. Hier hingegen hängen Impuls und Drehimpuls, die durch Integrale über das ganze Feld definiert sind, im allgemeinen von der Vorgeschichte des Elektrons ab, d. h. von der Geschwindigkeit, die es von Anbeginn an bis zum gegenwärtigen Zeitpunkt besessen hat. Hierdurch ist eine weit grössere Komplikation des elektrodynamischen Problems bedingt, die eine allgemeine Lösung desselben als aussichtslos erscheinen lässt. Man muss sich darauf beschränken, aus der grossen Mannigfaltigkeit der Bewegungen und Felder gewisse, der mathematischen Behandlung zugängliche Klassen herauszugreifen; glücklicherweise scheinen gerade die mathematisch einfachsten Bewegungen der Elektronen von den bei Kathoden- und Becquerelstrahlen wirklich stattfindenden nicht merklich verschieden zu sein.

Wer in den Kathoden- und Becquerelstrahlen Schwärme bewegter Elektronen sieht, muss für deren Bewegungen das erste Newtonsche Axiom als gültig ansehen. Solange nämlich keine äussere Kraft einwirkt, erfolgt die Bewegung geradlinig und mit konstanter Geschwindigkeit. Auch das zweite Axiom Newtons hat man experimentell bestätigt gefunden in dem Sinne, dass bei Steigerung der ablenkenden oder beschleunigenden äusseren Kraft der Betrag der transversalen oder longitudinalen Beschleunigung in demselben Verhältnis ansteigt, wie die Kraft; man durfte daher dem Elektron eine träge Masse zuschreiben, eine Masse, die nach Kaufmann mit wachsender Geschwindigkeit zunimmt. Um ein solches Verhalten aus der elektromagnetischen Theorie zu deduzieren, müssen wir zunächst Bewegungen des Elektrons aufsuchen, bei denen die Translationsgeschwindigkeit $\mathfrak{q}$ konstant bleibt ohne Einwirkung einer äusseren Kraft oder Drehkraft. Von solchen, dem ersten Axiome genügenden Bewegungen haben wir auszugehen; wir haben sie durch äussere Kräfte abzuändern, um zu dem zweiten Axiome und zu dem Begriffe der elektromagnetischen Masse zu gelangen.

Jede reine translatorische Bewegung unseres kugelförmigen Elektrons genügt dem ersten Newtonschen Axiome. Denn es ergiebt sich aus den Feldgleichungen, dass das Elektron, wenn die Geschwindigkeit $\mathfrak{q}$ konstant ist, sein Feld einfach mitführt, dass ferner der Drehimpuls $\mathfrak{M}$ null ist, und der Impuls der Bewegungsrichtung parallel weist. Die Bewegungsgleichungen (6) sind daher ohne Annahme äusserer Kräfte erfüllt. Wir denken uns nun die Bewegung durch eine äussere Kraft $\mathfrak{K}$ abgeändert, etwa durch ein homogenes elektrisches oder magnetisches Feld. Drehkräfte und Rotationen schliessen wir aus; wir genügen den Bewegungsgleichungen, wenn wir den Impulsvektor $\mathfrak{G}$ der Kraft $\mathfrak{K}$ entsprechend abändern, und die Bewegung des Elektrons der jeweiligen Richtung des Impulsvektors parallel erfolgen lassen. Setzen wir voraus, dass der Betrag G des Impulses nur von dem Betrage q der Geschwindigkeit abhänge, so ergiebt sich, dass, bei longitudinaler Beschleunigung, die Masse

$$7) \qquad \mu_s = \frac{dG}{dq},$$

bei transversaler hingegen die Masse

$$7) \qquad \mu_r = \frac{G}{q}$$

in Rechnung zu setzen ist. Diese Formeln, für longitudinale und transversale elektromagnetische Masse, habe ich bereits in meiner früheren Mitteilung hergeleitet. Bei langsamer Bewegung, d. h. wenn $\beta^2 = \frac{q^2}{c^2}$ zu vernachlässigen ist, ist $\mathfrak{E}$ von der Geschwindigkeit unabhängig, $\mathfrak{H}$ dieser proportional. Mithin ist die Dichte der elektromagnetischen Bewegungs-

grösse, sowie der Impuls G der Geschwindigkeit q proportional. Daher wird hier die longitudinale Masse der transversalen gleich, ein Resultat, das bei langsamen Kathodenstrahlen experimentell festgestellt ist, aber erst durch die Formeln (7) im Sinne der elektromagnetischen Theorie verständlich wird.

Bei grösseren Geschwindigkeiten hingegen, wo G nicht mehr q proportional ist, hängen beide Massen in verschiedener Weise von der Geschwindigkeit ab.

Die Theorie ergiebt, bei langsamer Bewegung:

$$\mu_s = \mu_r = \mu_0 = \frac{4}{5} \frac{e^2}{a c^2},$$

das Experiment

$$\frac{|e|}{c \mu_0} = 1{,}865 \cdot 10^7.$$

Wir erhalten demnach

$$a = \frac{4}{5} \cdot \frac{|e|}{c} \cdot 1{,}865 \cdot 10^7.$$

Setzen wir für e die Ladung eines einwertigen Ions, so erhalten wir für den Radius des Elektrons $a = 10^{-13}$ cm, ein Resultat, das mit Rücksicht auf die Unsicherheit in der Bestimmung von e nur als Angabe der Grössenordnung anzusehen ist.

Über den Gültigkeitsbereich der Formeln (7) sind noch einige Worte zu sagen. Dass das Elektron in einer beliebigen Richtung kräftefrei und stationär sich bewegen kann, ist durch die Symmetrie bedingt, die wir ihm zuschrieben. Wäre das Elektron etwa ein gleichförmig mit Elektrizität geladenes Ellipsoid, so wäre kräftefreie stationäre Bewegung nur parallel einer der 3 Hauptachsen denkbar, da nur hier der Impulsvektor der Bewegungsrichtung parallel weist; und auch von diesen drei Richtungen ist nur die der grossen Achse parallele stabil, in dem Sinne, dass bei einer Abänderung der Translationsrichtung stets eine innere Drehkraft einsetzt, welche die grosse Achse in die neue Translationsrichtung einzustellen strebt. Hier sind, wenigstens bei schwach gekrümmten Bahnen, die Formeln (7) anwendbar. Bei Bewegungen mit einem, zur Bewegungsrichtung schiefen Impuls hingegen ist es prinzipiell unzulässig, von elektromagnetischer Masse zu reden; denn hier wird bereits das erste Axiom ungültig.

Was die Voraussetzung anbelangt, dass der Betrag des Impulses nur von der jeweiligen Geschwindigkeit abhängen soll, so ist dieselbe nur für solche Bewegungen erfüllt, die ich „quasistationäre Bewegungen" genannt habe. Das sind solche Bewegungen, bei denen die Geschwindigkeit keine allzu plötzlichen Änderungen erfährt. Die elektromagnetische Masse entspricht ja durchaus der Selbstinduktion in der Theorie der elektrischen Schwingungen; man berechnet die Selbstinduktion aus dem magnetischen Felde des Stromes, als ob der Strom stationär wäre; das ist erlaubt, solange die Stromschwankungen hinreichend allmählich erfolgen, solange der Strom „quasistationär" ist. Bei sehr rapiden Schwankungen der Stromintensität, bei Hertzschen Schwingungen z. B., kommt man nicht mehr mit der so berechneten Selbstinduktion aus. Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse hier; bei sehr rapiden Beschleunigungen des Elektrons wird es unzulässig, mit der elektromagnetischen Masse zu rechnen, insbesondere dann, wenn die Lichtgeschwindigkeit erreicht oder gar überschritten wird. Doch darf man die Theorie der quasistationären Bewegung noch anwenden, wenn die Geschwindigkeit nur um wenige Kilometer pro Sekunde hinter der Lichtgeschwindigkeit zurückbleibt, und wenn die Beschleunigung die in den stärksten Feldern erreichbaren Wert annimmt.

Wir rekapitulieren: Energiesatz und Impulssätze liessen sich allgemein aus den Grundgleichungen der Dynamik des Elektrons deduzieren. Um das zweite Axiom Newtons herzuleiten, beschränkten wir uns auf quasistationäre Translationsbewegung. Dabei erfuhr der Massenbegriff eine Erweiterung; die elektromagnetische Masse ist kein Skalar, sondern ein Tensor, von der Symmetrie eines Rotationsellipsoides; beide Massen, longitudinale und transversale, sind Funktionen der Geschwindigkeit. Nun leitet man bekanntlich in der analytischen Mechanik, von den Newtonschen Axiomen ausgehend, andere Formulierungen der dynamischen Prinzipien ab, die Lagrangeschen Gleichungen, das Hamiltonsche Prinzip, welche die Dynamik eines Systems abhängig machen von einer einzigen Funktion, der Differenz der kinetischen und potentiellen Energie (der Lagrangeschen Funktion). Doch liegt dieser Ableitung die Voraussetzung zu Grunde, dass die potentielle Energie von der Geschwindigkeit unabhängig, die kinetische Energie eine homogene Funktion zweiten Grades der Geschwindigkeitskomponenten ist. Es liegt nahe, der kinetischen Energie die magnetische, der potentiellen die elektrische entsprechen zu lassen, und die Lagrangesche Funktion $L = W_m - W_e$ zu setzen. Bei langsamer Bewegung ist in der That W_e von q unabhängig, W_m dem Quadrat von q proportional. Bei grösseren Geschwindigkeiten aber gilt das nicht mehr; hier wird die in der analytischen Mechanik gegebene Herleitung der Lagrangeschen Gleichungen hinfällig. Wollen wir die Lagrangeschen Gleichungen und das

Hamiltonsche Prinzip prüfen, so müssen wir auf die Grundgleichungen der Dynamik des Elektrons zurückgehen.

Das soll jetzt geschehen; dabei sollen die Annahmen über die Bewegung etwas allgemeiner gehalten sein; wir beschränken uns nicht auf translatorische Bewegungen, sondern ziehen auch Rotationen in Betracht. Wir führen ein Koordinatensystem ein, das in dem bereits oben erwähnten, mit dem Elektron starr verbundenen Gerüst befestigt ist. Wir schreiben

$$\frac{\partial' \mathfrak{E}}{\partial t}, \frac{\partial' \mathfrak{H}}{\partial t}$$

die zeitlichen Änderungen der Feldstärken, beurteilt von diesem Gerüst aus, und bezogen auf das im Gerüste feste Achsenkreuz. Die beiden ersten Feldgleichungen nehmen dann die einfache Form an:

$$8) \quad \begin{aligned} \frac{1}{c}\frac{\partial' \mathfrak{E}}{\partial t} &= \text{curl}\, \mathfrak{H}', \quad \mathfrak{H}' = \mathfrak{H} - \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\,\mathfrak{E}], \\ -\frac{1}{c}\frac{\partial' \mathfrak{H}}{\partial t} &= \text{curl}\, \mathfrak{F}, \quad \mathfrak{F} = \mathfrak{E} + \frac{1}{c}[\mathfrak{v}\,\mathfrak{H}]. \end{aligned}$$

Die Form der Feldgleichungen legt es nahe, eine Klasse ausgezeichneter Bewegungen herauszuheben, nämlich solche, deren Feld stationär ist in Bezug auf jenes Gerüst. Zu den „ausgezeichneten" Bewegungen gehört die reine Translation, ebenso die reine Rotation des kugelförmigen Elektrons, endlich auch Translation, verbunden mit Rotation um die Richtung der Translationsbewegung; bei Rotation um eine zur Bewegungsrichtung schiefe Achse hingegen wird der Geschwindigkeitsvektor keine feste Lage im Gerüst besitzen, mithin das Feld, bezogen auf das Gerüst, nicht stationär sein. Für die ausgezeichneten Bewegungen verschwindet $\frac{\partial' \mathfrak{H}}{\partial t}$; es ist mithin nach (8) der für die inneren Kräfte massgebende Vektor $\mathfrak{F}$ der Gradient eines Skalars φ; dieser wird „Konvektionspotential" genannt. Mit ihm hängt die „Lagrangesche Funktion" durch die Relation zusammen:

$$9) \quad L = W_m - W_e = -\iiint d\,v\, \frac{\varrho\,\varphi}{2}.$$

(In meiner früheren Mitteilung habe ich, diese Formel als Verallgemeinerung einer Formel der gewöhnlichen Potentialtheorie betrachtend,

$$U = \iiint d\,v\, \frac{\varrho\,\varphi}{2}$$

als „Kräftefunktion" des Elektrons bezeichnet.)

Für die „ausgezeichneten" Bewegungen nun lässt sich der Impuls aus der Lagrangeschen Funktion ableiten. So gelten, für reine Translation, die Gleichungen:

$$9a) \quad G = \frac{dL}{dq}$$

$$9b) \quad \frac{d\mathfrak{G}}{dt} = \mathfrak{K},$$

die man in der analytischen Mechanik als erste und zweite Zeile der Lagrangeschen Gleichungen bezeichnet. Es gilt ferner für die Energie die aus der analytischen Mechanik bekannte Beziehung:

$$9c) \quad W = -L + q \cdot \frac{dL}{dq}.$$

Diese Formeln sind implicite bereits in meiner früheren Mitteilung enthalten; man hat für die Lagrangesche Funktion des kugelförmigen Elektrons zu setzen

$$10) \quad L = -\frac{3}{5}\frac{e^2}{a} \cdot \left(\frac{1-\beta^2}{2\beta}\right) ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right), \quad \beta = \frac{q}{c}.$$

Aus (10), (9a) und (7) folgt insbesondere für die transversale elektromagnetische Masse die Formel:

$$10a) \quad \mu_r = \mu_0 \cdot \frac{3}{4} \cdot \psi(\beta),$$

$$\psi(\beta) = \frac{1}{\beta^2}\left\{\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\right) ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 1\right\},$$

die durch Herrn Kaufmanns Versuche eine so glänzende Bestätigung erfahren hat.

(Es ist bemerkenswert, dass, wenn man homogene Flächenladung anstatt Volumladung annimmt, die Lagrangesche Funktion, ebenso wie μ_0 den Faktor $\frac{5}{6}$ erhält, die Formel (10a) aber gültig bleibt.)

Zu den „ausgezeichneten Bewegungen" gehört auch die reine Rotation. Hier wird

$$11) \quad L = C + \frac{p\vartheta^2}{2}, \text{ wo } C, p \text{ Konstanten sind.}$$

Es wird mithin der Drehimpuls

$$11a) \quad \mathfrak{M} = p \cdot \vartheta,$$

analog einer materiellen starren Kugel; für p, das „elektromagnetische Trägheitsmoment", erhält man

$$11b) \quad p = \frac{1}{7}\mu_0\, a^2,$$

während bei einer mit materieller Masse M homogen erfüllten Kugel das Trägheitsmoment $P = \frac{2}{5} \cdot M \cdot a^2$ ist. {Bei Flächenladung erhält man $p = \frac{1}{3}\mu_0\, a^2$, $P = \frac{2}{}\, Ma^2$}.

Bei reiner Rotation tritt nichts Bemerkenswertes ein. Bei langsamer Translationsbewegung begeht man nur einen Fehler von der Ordnung β^2, wenn man $\mathfrak{G} = \mu_0\, q$, $\mathfrak{M} = p\,\vartheta$ setzt. Drehende Kräfte treten auf beim Durchgang der Kathodenstrahlen durch inhomogene Felder. Doch ist, da der Radius des Elektrons a so klein ist, die Drehkraft sehr gering; daher beträgt, nach meiner Schätzung, die Energie der in Feldern von der grössten erreichbaren Inhomo-

genität entstehenden Rotationsbewegung, nur den $10^{-23 \text{ten}}$ Teil der translatorischen Energie. Bei Becquerelstrahlen ist die Berücksichtigung der Rotation weit schwieriger; hier sind translatorische und rotatorische Bewegung durch das elektromagnetische Feld gewissermassen gekoppelt. Ich habe mich darauf beschränkt, Rotation um die Translationsrichtung zu behandeln, eine Bewegung, die zu den ausgezeichneten gehört. Das allgemeine Rotationsproblem für grosse Geschwindigkeiten ist bisher nicht gelöst; ich halte eine Bearbeitung desselben für wenig lohnend, da die Schwierigkeiten sehr bedeutende sind, und da bisher nichts dazu zwingt, bei Becquerelstrahlen Rotationen als wesentlich mitspielend anzunehmen.

Zum Schlusse eilend, fasse ich die Resultate zusammen. Das Problem der Dynamik des Elektrons ist das einfachste Problem der elektromagnetischen Mechanik. Das nur translatorisch bewegte Elektron entspricht dem materiellen Punkte, das rotierende dem starren Körper der gewöhnlichen Mechanik. Auch haben wir die Annahmen über Form und Ladungsverteilung des Elektrons möglichst einfach gehalten — gerade die einfachsten Annahmen stimmen mit dem Experiment überein —, und dennoch ist die Dynamik des Elektrons weit komplizierter, als es die entsprechenden Aufgaben der gewöhnlichen Mechanik sind. Nur für eine spezielle Klasse von Bewegungen, für die „ausgezeichneten Bewegungen", die gleichzeitig quasistationär sind, liessen sich die Lagrangeschen Gleichungen in der aus der analytischen Mechanik bekannten Form deduzieren; für solche Bewegungen gilt selbstverständlich auch diejenige Formulierung der Lagrangeschen Mechanik, welche man das „Hamiltonsche Prinzip" nennt. Wird der Gültigkeitsbereich der analytischen Mechanik in gewisser Weise eingeschränkt, so erfährt er wiederum in anderer Hinsicht eine sehr wesentliche Erweiterung. Denn die gewöhnliche Mechanik materieller Körper bezieht sich auf sehr geringe Geschwindigkeiten, die Dynamik des Elektrons gilt bis nahe an die Lichtgeschwindigkeit heran. Auch hier erweist sich das Lagrangesche System der Mechanik als richtig; nur sind es kompliziertere Formen der Lagrangeschen Funktion, die in der elektromagnetischen Mechanik gelten, Formen, die bei langsamer Bewegung in die von der gewöhnlichen Mechanik als gültig angenommenen übergehen.

Diese Erweiterung des Machtbereichs der analytischen Mechanik beschränkt sich auf den gewöhnlichen, dreidimensionalen, euklidischen Raum. Allein sie berücksichtigt, und darin zeichnet sie sich vor anderen vorgeschlagenen Erweiterungen aus, diejenigen physikalischen Eigenschaften des Raumes, welche in den Maxwell-Hertzschen Differentialgleichungen ihren mathematischen Ausdruck finden. Es mag betont werden, dass unsere Theorie kontinuierliche Raumerfüllung des Äthers, d. h. exakte Gültigkeit jener Differentialgleichungen, noch annimmt für Distanzen, die klein sind gegen den Radius des Elektrons, d. h. gegen ein Billiontel eines Millimeters, und für Feldstärken, welche die unserer Messung zugänglichen billionenfach übertreffen. Die Übereinstimmung der theoretischen Resultate mit den experimentellen Ergebnissen von Herrn Kaufmann zeigt die Berechtigung dieser Annahme. Also: atomistische Struktur der Elektrizität, aber kontinuierliche Raumerfüllung des Äthers! Das sei unsere Losung.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Diskussion.

Planck (Berlin): Jeder, der sich mit diesen Dingen beschäftigt hat, wird darüber befriedigt sein, dass es den beiden Herren gelungen ist, diese schwierige Frage doch im letzten Grunde in einfacher Weise zu lösen. Wenn sich das alles so bestätigt, dann dürfen wir hoffen, dass sich an diese Untersuchungen ein wesentlicher Fortschritt der Elektrodynamik knüpfen wird. Von den vielen Fragen, die durch den Vortrag angeregt werden, möchte ich nur zwei an den Vortragenden richten. Die erste Frage bezieht sich auf die Bedeutung dieser Dinge für die Elektrodynamik überhaupt. Es sind diese Feststellungen nur von Bedeutung für die Lorentzsche Theorie, sie fussen durchaus auf den Lorentzschen Gleichungen. Nun ist es bekannt, dass noch andere Grundgleichungen existieren, die den Anspruch machen, den Thatsachen zu entsprechen, z. B. die Cohnschen Gleichungen. Es wäre doch interessant, zu fragen, wie die Sachen sich stellen, wenn man die Cohnschen Gleichungen den Rechnungen zu Grunde legt. Die Durchführung der Berechnungen wäre zwar wahrscheinlich sehr schwer, aber doch interessant, weil man vielleicht dadurch erfahren könnte, ob die Cohnsche Theorie überhaupt noch zulässig ist.

Die zweite Frage ist folgende: Es würde mich interessieren, zu erfahren, innerhalb welcher Grenzen noch ein quasistationärer Zustand zu Grunde gelegt werden kann. Ich möchte gerne wissen, auf welchem Wege man darüber noch etwas Näheres erfahren könnte.

Abraham: In Bezug auf die erste Frage habe ich zu bemerken: gewiss wäre es wichtig

zu untersuchen, ob die Cohnsche Theorie die Thatsachen erklärt, das wäre aber natürlich Sache des Urhebers dieser Theorie. Ich sehe den Vorzug der Lorentzschen Theorie hauptsächlich darin, dass man aus ihr eine elektromagnetische Bewegungsgrösse ableiten kann. Das vereinfacht die mathematische Betrachtung und ermöglicht die Analogie zur gewöhnlichen Mechanik. In Bezug auf die zweite Frage habe ich folgende Überlegung angestellt. Bei raschen Stromschwankungen, Hertzschen Schwingungen z. B., kommt ausgestrahlte Energie in Betracht; dann darf man nicht mehr mit quasistationärem Strome rechnen. Ähnlich liegt die Sache bei rasch beschleunigter Elektronenbewegung. Die Ausstrahlung von Energie und Impuls kann man berechnen mit Hilfe des Wiechert-Des Coudresschen Punktgesetzes in der Lorentz-Festschrift. Ich habe die Rechnung durchgeführt und daraus den Anhaltspunkt gefunden für die Bestimmung des Gültigkeitsbereichs der quasistationären Bewegung.

Meyer (Königsberg): Ich habe ein Bedenken, dass Sie vielleicht ohne weiteres zerstreuen könnten. Diese Doppelintegrale treten ja häufig auf. Sie haben da eine ideale Oberfläche, die lassen Sie dann in die Unendlichkeit rücken, und sagen dann, das Integral wird gleich Null.

Ich möchte nun fragen, ob der Beweis, dass das Integral bei dem Grenzübergang verschwindet, so ganz leicht war. Es ist darauf aufmerksam gemacht worden, dass die Physiker da bisweilen nicht genau rechnen und sich die Sache leicht machen. Neumann hat in einem Falle, wo er das beweisen wollte, eine Entwicklung nach Kugelfunktionen für notwendig gehalten. Ist nun bei Ihnen der Beweis so leicht, dass das Integral bei dem Grenzübergang verschwindet?

Abraham: Die Annahme, dass die Begrenzungsfläche des Feldes im Unendlichen liegt, wird hinfällig, wenn die Bewegung z. B. sehr nahe einer leitenden Fläche verläuft, wie etwa bei Reflexion der Kathodenstrahlen. Schliesst man solche Fälle aus, so ist es gestattet, die Aufgabe so zu behandeln, als ob das Elektron sich allein im Raume befinde. Der Nachweis, dass dann die betreffenden Oberflächenintegrale verschwinden, ist nicht sehr schwer, wenn man nur ein gewisses physikalisches Verständnis diesen Dingen entgegenbringt.

J. Puluj (Prag). Über den Schutz der Telephonstationen gegen die Gefahren der hochgespannten Starkströme und über Mitbenützung von Starkstromleitungen für telephonische Zwecke.[1]

Fernleitungsanlagen für elektrische Beleuchtung und Kraftübertragung, bei welchen Betriebsspannungen bis 20000 Volt und darüber zur Anwendung gelangen, werden in der Regel behufs Verständigung zwischen Centrale und den Unterstationen mit Telephonapparaten versehen, deren Leitungen an demselben Gestänge unterhalb der Starkstromleitungen geführt werden. Bei einer solchen Anordung der Leitungsdrähte ist die Möglichkeit vorhanden, dass infolge von Zufällen hochgespannte Starkströme aus den Fernleitungen in die Telephonleitungen eindringen und hier sowohl für Menschenleben als auch für Apparate gefährlich sein können.

Durch entsprechend ausgeführte Abschmelzsicherungen können Telephonapparate vor dem Verbrennen zwar geschützt werden; zu diesem Zwecke braucht man nur die Abschmelzdrähte, etwa Platindrähte, entsprechend dünn und lang zu wählen. Solche Einrichtungen gewähren jedoch keinen sicheren Schutz auch für das Leben des beim Telephon Beschäftigten, weil der hochgespannte Strom — Gleich- oder Wechselstrom — einen wenn auch noch so kurzen Augenblick durch den Schutzdraht fliessen muss, wenn der letztere abschmelzen und die Telephonleitung unterbrechen soll. Dieser kurze Augenblick kann aber bei entsprechend hoher Betriebsspannung genügen, um das Leben des Telephonierenden zu gefährden, wenn derselbe mit einem stromleitenden Teile der Telephonstation in Berührung steht und der eingedrungene elektrische Strom eine genügende Stärke erreicht. Um daher auch die Person gegen Gefahren der hochgespannten Starkströme zu schützen, müssen ausser den Abschmelzsicherungen noch andere Sicherheitseinrichtungen vorgesehen werden.

Als der Vortragende vor ca. 5 Jahren bei kommissionellen Verhandlungen anlässlich der Projektierung eines grossen Elektrizitätswerkes bei Hohenfurth in Böhmen als behördlicher Sachverständiger intervenierte, wurde er veranlasst, mit dieser Frage des Schutzes der Telephonanlagen sich eingehend zu befassen, und es gelang ihm auch, eine Schaltungsanordnung zu erfinden, welche dem gewünschten Zwecke entspricht und die Person wie die Apparate gegen die Gefahren von Starkströmen vollkommen sicher schützt.

(Diese in Deutschland und Österreich-Ungarn patentierte Schaltungsanordnung wurde vom Vortragenden an der Hand von photo-

1) Abteilung 3, am 23. Septr. 1902.

graphierten Zeichnungen, die mittels Diapositiven und Bogenlicht auf einen Schirm projiziert wurden, erläutert.)

Bei Telephonstationen gewöhnlicher Konstruktion wird eine Induktionsspule mit zwei Wicklungen verwendet, wobei die primäre in den Mikrophonkreis und die sekundäre in den Telephonkreis eingeschaltet wird. Bei den Apparaten des Vortragenden hat dagegen die Induktionsspule drei Wicklungen. Die primäre und sekundäre Wicklung sind übereinander gelagert und bilden eine hohle Induktionsspule. Im Innern dieser Spule befindet sich eine zweite, mit einem Kern aus Eisendrähten versehene Spule, welche die tertiäre Wicklung trägt, von der hohlen Spule räumlich getrennt und von ihr durch Luft oder ein anderes entsprechendes Mittel isoliert ist.

Die Schaltungsanordnung ist also durch Verwendung von drei Stromkreisen gekennzeichnet, und zwar befinden sich in dem ersten geschlossenen Stromkreise das Mikrophon, die Primärwicklung der hohlen Induktionsspule, eine Batterie und der selbstthätige Ausschalter, im zweiten, ebenfalls geschlossenen, Stromkreise die Sekundärwicklung der Induktionsspule und das Telephon, während der dritte Stromkreis von den tertiären Wicklungen der inneren Spulen der beiden Stationen und der Linienleitung (Hin- und Rückleitung, letztere metallisch oder Erde) gebildet wird. Zwei Telephonstationen bestehen somit aus fünf in sich geschlossenen und elektromagnetisch miteinander verbundenen Stromkreisen. Durch eine solche Anordnung der Stromkreise wird bei etwaiger Berührung einer Hochspannungsleitung mit der Telephonleitung das Auftreten der gefährlichen Ströme in Mikrophon- und Telephonkreisen verhindert, weil, wie leicht einzusehen ist, Starkströme aus der Tertiärwicklung in die räumlich getrennte hohle Induktionsspule absolut nicht eindringen können.

Nach diesen Ausführungen erläuterte der Vortragende an Hand von projizierten Zeichnungen die Einzelheiten einer kompletten Telephonstation, und dann folgten Versuche mit zwei solchen Stationen, von denen die eine im Vortragssaale und die zweite in einem entlegenen Zimmer installiert und die mittels einer Doppelleitung miteinander verbunden waren.

Überraschend ist ein Versuch mit der dreifach gewickelten Induktionsspule, deren tertiäre Wicklung zu diesem Zwecke mit der Linienleitung verbunden wurde. Die primäre Wicklung der Induktionsspule war offen, während die sekundäre Wicklung derselben mit einem Hörtelephon von Deckert und Homolka in Verbindung stand. Das Telephon reproduzierte eine von der entlegenen Station übertragene Melodie so kräftig, dass dieselbe im ganzen Vortragssaale gehört wurde. Die Töne wurden schwächer oder stärker, je nachdem die innere Spule aus der hohlen Induktionsspule immer mehr entfernt oder genähert wurde; dabei fiel es auf, dass Trompetentöne selbst bei gegenseitigem Abstande der beiden Spulen von mehreren Centimetern am Telephon auch dann noch zu hören waren, als die Primärwicklung der Induktionsspule kurz geschlossen wurde.

Hierauf folgten Versuche, mit welchen bewiesen werden sollte, dass so eingerichtete Telephonstationen einen vollkommen verlässlichen Schutz gegen hochgespannte Ströme bieten. Für diese Versuche diente ein transformierter Wechselstrom von ca. 700 Volt. Nach hergestellter Verbindung zwischen einem Leitungsdrahte und einer Klemme des Versuchstransformators war im Telephon zwar ein schwaches Summen vernehmbar, jedoch der telephonische Verkehr zwischen beiden Stationen nicht gestört. Als hierauf auch die zweite Klemme des Transformators mit dem zweiten Leitungsdrahte verbunden wurde, schmolz der Sicherungsdraht ab, ohne dass der Vortragende, der während dieser Zeit die Telephone in den Händen hielt, auch nur die schwächste Wirkung der Starkströme gespürt hätte. Aber auch die Apparate blieben unbeschädigt, wie nach Abschaltung des Transformators durch telephonische Übertragung der in der entlegenen Station abgegebenen Trompetentöne erwiesen wurde, welche wieder im ganzen Vortragssaale sehr gut zu hören waren.

Telephonstationen dieser Konstruktion wurden vor ca. zwei Jahren in einigen von der Elektrizitäts-Aktiengesellschaft vorm. Kolben & Co. ausgeführten Hochspannungsanlagen eingeführt und haben sich bis jetzt bestens bewährt, so in der Drehstromanlage mit 2000 Volt Betriebsspannung der Kohlenbergbaugesellschaft in Brüx, und zwar in den Schächten Humboldt II, Guido, Radetzky und in den drei Luftschächten, ferner neun Stationen bei einer Gleichstrom-Kraftübertragungsanlage mit 400 Volt im Jupiterschachte der Buschtehrader Eisenbahnstation Kladno.

Zum Schluss erklärte der Vortragende, wie solche Telephonstationen in Verbindung mit Kondensatoren eine direkte Mitbenützung von unter Strom befindlichen Hochspannungsleitungen für telephonische Übertragung, und zwar ohne Gefahr für Menschen und Apparate, ermöglichen. Zu diesem Zwecke wird die mit einem Kondensator in Reihe geschaltete innere Spule mit tertiärer Wicklung in jeder Station einerseits mit der Hochspannungsleitung, andererseits mit der Erde verbunden.

Mit Vorteil können die Stationen besonders an solche Punkte der Stromkreise angeschlossen werden, an denen während des Betriebes der

Starkstromanlage gegen Erde eine Spannungsdifferenz gleich oder nahezu Null herrscht. Diesbezügliche im elektrotechnischen Laboratorium der k. k. deutschen technischen Hochschule in Prag an Wechselstromkreisen ausgeführte Versuche ergaben sehr befriedigende Resultate. Die telephonische Übertragung war dabei naturgemäss von einem summenden Tone begleitet, allein die Verständigung zwischen den Stationen war nichtsdestoweniger sehr gut möglich.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Oskar von Miller (München), Die Naturkräfte im Dienste der Elektrotechnik.[1])

Als ich vor 11 Jahren anlässlich der elektrischen Ausstellung in Frankfurt a/Main die Ehre hatte, im Kreise der Naturforscher und Ärzte über die Fortschritte der Elektrotechnik zu berichten, befand sich diese in einer Periode des höchsten Aufschwunges.

Unterdessen sind viele der damaligen Hoffnungen erfüllt und neue, zu jener Zeit noch unbekannte Anwendungsformen der Elektrizität gefunden worden.

Mit der mannigfaltigen Verwendung der Elektrizität war jedoch die Aufgabe der Elektrotechnik keineswegs erschöpft; man musste auch die zur Erzeugung des elektrischen Stromes verwendeten Kräfte ökonomischer ausnützen und vor allem danach streben, mit Hilfe der Elektrizität neue Energiequellen unserer Erde, die bisher nur unvollkommen oder gar nicht ausgenützt waren, zum Wohle der Menschheit zu verwerten.

Bei Lösung dieser wichtigen wirtschaftlicheu Aufgaben war die Elektrotechnik durch die mannigfaltigsten wissenschaftlichen Forschungen unterstützt, und ich folge deshalb gerne der freundlichen Aufforderung, über den gegenwärtigen Stand der Elektrotechnik und ihre Beziehungen zu den Naturkräften zu berichten.

Ich unterlasse es, auf die seit 10 Jahren erzielten Verbesserungen der Telephonie und Telegraphie einzugehen, da diese bereits in gründlichster Weise geschildert wurden. — Auch die Erläuterung der Fortschritte auf dem Gebiete der Elektromedizin möchte ich berufeneren Kräften überlassen, denn die neueste Anwendung der elektrischen Lichtstrahlen zu Heilzwecken und insbesondere die noch unaufgeklärten Wirkungen der Teslaströme auf den menschlichen Körper, wobei der elektrische Strom millionenmal in der Sekunde unterbrochen wird, bieten den Physiologen noch manches Rätsel, dessen glückliche Lösung von grösster Bedeutung für die Heilkunde werden kann.

Meinem heutigen Vortrage näher liegend sind schon die Fortschritte auf dem Gebiete der Elektrochemie.

Viele Tausende von Pferdekräften sind bereits in der Elektrometallurgie zur Gewinnung der verschiedenen Metalle, namentlich auch von Aluminium verwendet. Dabei ermöglichen die neueren elektrolytischen Verfahren mittels rotierender Elektroden manche Metalle, wie Kupfer, Zink u. s. w., direkt als Drähte oder Röhren niederzuschlagen, ein Arbeitsverfahren, das in seiner verblüffenden Einfachheit geeignet ist, ein wichtiges Glied unserer Metallindustrie zu werden.

Unter den mannigfachen elektrochemischen Prozessen hat die grösste Ausdehnung in den letzten Jahren die Gewinnung von Carbid erfahren, wofür Wasserkraftanlagen von mehreren Hunderttausend Pferdestärken in Deutschland, Österreich, Norwegen u. s. w. geschaffen wurden. Diese Fabrikation hat allerdings in wirtschaftlicher Hinsicht grosse Enttäuschungen hervorgerufen, doch wurde gerade hierdurch die Wissenschaft und Technik angeregt, für die einmal geschaffenen elektrischen Anlagen neue Verwendungen zu suchen. Erfreulicherweise ist dies auch vielfach gelungen, indem man die frei gewordenen Kräfte zur Herstellung von Siliciumverbindungen, zur Gewinnung von Cyankali, Stahl und dergl., zur Imprägnierung von Holz, zum Schmelzen von Glas u. s. w. benützt. Chemische Fabriken senden ihre Produkte zur weiteren Veredlung z. B. von Frankfurt nach weit entfernt liegenden elektrochemischen Centralen, die mit billigen Wasserkräften betrieben werden, und neuerdings scheint die elektrische Darstellung von Stickstoffverbindungen für landwirtschaftliche Zwecke enorme Kräfte zu beanspruchen, sodass eine nutzbringende Verwertung der mangelhaft ausgenützten Carbidwerke bald zu erhoffen ist.

Die elektrische Heizung hat in jüngster Zeit wegen ihrer grossen Bequemlichkeit zahlreiche Anwendungen im Haushalt, zum Kochen, zum Warmhalten von Speisen, zum Bügeln und dergl. gefunden, und mehrere grosse Fabriken sind ausschliesslich mit der Herstellung derartiger Apparate beschäftigt.

In kleinerem Massstab ist auch der Preis der elektrischen Heizung nirgends so bedeutend, dass sich die Hausfrauen nicht gestatten könnten, ihren Thee oder Kaffee elektrisch zu bereiten, aber selbst im grossen ist die Verwendung der Elektrizität zu Heizzwecken nicht ausgeschlossen, wie dies heute als selbstverständlich allgemein angenommen wird. Eine von mir angestellte Vergleichsrechnung hat z. B. ergeben, dass die Sole im Salzwerk Hall

1) II. Allgemeine Sitzung am 26. Septbr. 1902.

bei Innsbruck auf elektrischem Wege mittels einer 20 Kilometer entfernt gelegenen Wasserkraft billiger als mit den dort erhältlichen Kohlen eingedampft werden kann. Es ist diese Thatsache für die Verwendung von Wasserkräften in kohlenarmen Gegenden von grosser Bedeutung, sie ist aber auch erklärlich, wenn man bedenkt, dass grosse elektrische Heizkörper mit nahezu 100% Wirkungsgrad arbeiten können, während bei den sonst üblichen Feuerungen nur 20 bis 50% der erzeugten Wärme nutzbar gemacht werden.

In der elektrischen Beleuchtungstechnik herrschte in den letzten 10 Jahren hauptsächlich das Bestreben, die Ökonomie der Lichtquellen zu verbessern. Auer von Welsbach, der bekannte Erfinder des Gasglühlichtes, hat auch die Leuchtkraft der elektrischen Glühlampen erhöht, indem er den Kohlenfaden durch das schwer schmelzbare Osmium ersetzte. Während diese Lampe noch im Stadium eines sehr aussichtsvollen Versuches sich befindet, ist die von Professor Nernst erfundene und nach ihm benannte Glühlampe bereits in die Praxis eingeführt.

Bei dieser Lampe wird bekanntlich an Stelle des Kohlenfadens ein aus seltenen Erden gebildetes Stäbchen zum Glühen gebracht, welches für den gleichen Energieaufwand mindestens die doppelte Lichtmenge wie die bisherigen Lampen entwickelt. Der Glühkörper muss, bevor er zum hellen Leuchten gelangt, einige Sekunden durch eine Platinspirale angewärmt werden, eine kleine Unbequemlichkeit, die nach meiner Erfahrung eine weite Verbreitung der Nernstlampen nicht hindert, da ein plötzliches Aufleuchten nur für gewisse Beleuchtungszwecke, z. B. für Schlafzimmer, Treppenhäuser und dergl. nötig ist.

Wie für die Glühlampen, ist auch für die Bogenlampen versucht worden, durch Änderung der leuchtenden Substanz einen höheren Nutzeffekt zu erzielen. Vor allem war es Hugo Bremer gelungen, durch Zusatz von Metallsalzen Kohlenstäbe herzustellen, deren Helligkeit bei gleichem Strombedarf diejenige der bisher üblichen Bogenlampen um das Dreifache überschritt.

Die Versuche, mit einer bestimmten elektrischen Energie immer noch mehr Licht zu erzeugen, sind noch lange nicht abgeschlossen; so scheint z. B. eine neue Lampe mit leuchtenden Quecksilberdämpfen, nach einem von Arons angegebenen Prinzip, eine noch weit ökonomischere Lichtquelle, wenn auch vorläufig von unangenehmer Farbe zu liefern.

Es ist durchaus nicht unwahrscheinlich, dass durch die fortwährende Verbesserung der Leuchtkörper die Elektrizitätswerke in naher Zukunft nicht nur die angenehmste, sondern auch die billigste Beleuchtung liefern werden.

Die elektrischen Bahnen haben während der letzten Jahre in allen grösseren Städten den Strassenverkehr an Stelle der Pferdebahnen übernommen.

Zur Zeit sind aber auch Bestrebungen im Gange, statt der Vollbahnen mit Dampfbetrieb oder wohl besser neben denselben den elektrischen Fernverkehr einzuführen. Bekannt sind ja die Versuche von Siemens u. Halske und der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft zwischen Berlin und Zossen, bei welchen mit elektrischen Wagen eine Geschwindigkeit von 160 km pro Stunde erreicht wurde.

Es war gerade die hohe Geschwindigkeit, die der Allgemeinheit als der wesentlichste Punkt des elektrischen Verkehrs erschien, während es in Wirklichkeit wichtiger ist, dass die elektrischen Fernbahnen mit der grossen Geschwindigkeit am leichtesten die Forderung der absoluten Betriebssicherheit vereinigen lassen, indem z. B. die Stromzuführung streckenweise vor und hinter einem Zuge automatisch unterbrochen und damit ein Zusammenstoss unmöglich gemacht werden kann, oder indem die in engen Kurven bei grosser Geschwindigkeit zu befürchtenden Entgleisungen durch die teilweise Verwendung der elektrischen Schwebebahnen verhindert wird.

In erster Linie wird jedoch der wirtschaftlichere Betrieb der elektrischen Bahnen zu ihrer Verbreitung beitragen. Schon bei unseren heutigen Betriebsverhältnissen bieten sie das billigste Verkehrsmittel, wenn, wie z. B. bei der 100 km langen elektrischen Bahn zwischen Marion und Indianopolis eine Naturgas-Centrale als Betriebskraft zur Verfügung steht, oder wenn, wie in Schweden, Norditalien und der Schweiz, der elektrische Betrieb durch billige Wasserkräfte erfolgen kann, anstatt dass in diesen kohlenarmen Ländern viele Millionen Mark jährlich für Brennmaterial in das Ausland gehen, oder wenn, wie bei Bergbahnen, mit der Energie der herabfahrenden Züge Strom erzeugt, und dieser zum Betrieb der bergan-fahrenden direkt verwendet wird, wie dies z. B. bei der Brennerbahn, die heute jährlich ca. 1 Million Kronen für Kohlen verausgabt, unter Mitbenutzung der dortigen zahlreichen Wasserkräfte sehr leicht möglich wäre. Der elektrische Betrieb der Fernbahnen ist aber auch bei Anschluss an Dampfcentralen wirtschaftlicher als der jetzige Betrieb mit Lokomotiven, die Wasser und Kohle mitführen müssen, sobald einmal der Verkehr zwischen den grossen Städten ein so dichter geworden ist, dass die Züge in kurzen Intervallen, wie bei Strassenbahnen, einander folgen, wodurch die allerdings

kostspielige elektrische Anlage fast ununterbrochen ausgenützt wird. Von dieser Erwägung ausgehend, werden jetzt schon verschiedene Vorortbahnen elektrisch betrieben. Auch Hauptbahnen, z. B. die North-Eastern Railway haben sich entschlossen, den elektrischen Betrieb auf einzelnen Linien einzuführen; im italienischen Parlament ist der Bau einer elektrischen Bahn für die ca. 200 km lange Strecke Rom—Neapel genehmigt worden, während ernsthafte Pläne auch für die Linien Berlin—Hamburg, Brüssel—Antwerpen, Wien—Budapest u. s. w. vorliegen.

Um diese Pläne zu verwirklichen, genügt allerdings nicht die Arbeit der Techniker; Hand in Hand mit ihr muss vielmehr diejenige der Verkehrsverwaltungen gehen, die die Vorbedingung für den nötigen dichten Verkehr durch Trennung der Güterbahnen von den Personenbahnen, durch richtigen Anschluss des Lokalverkehrs an den Fernverkehr, durch Genehmigung einfacher und billiger Tarife u. s. w. zu erfüllen haben.

Werden diese Fragen von den betreffenden Behörden wenigstens für die schon jetzt überlasteten Bahnen mit Wohlwollen und weitem Blick erwogen, so können sich in absehbarer Zeit die Hoffnungen verwirklichen, die von der Allgemeinheit an den elektrischen Verkehr geknüpft werden, und es ist nur freudig zu begrüssen, dass z. B. in Schweden für diese neue Verkehrs-Epoche schon jetzt zweimalhunderttausend Pferdekräfte an den staatlichen Flüssen reserviert sind.

Unter all den Fortschritten in den verschiedenen Zweigen der Elektrotechnik war für die Volkswirtschaft die elektrische Verteilung und Übertragung der Kräfte von der weittragendsten Bedeutung.

Während noch vor 10 Jahren auf der Frankfurter Ausstellung die Kraftverteilung mittels Elektromotoren in verschiedenen Musterwerkstätten vorgeführt wurde, um nur einigermassen die Kleingewerbetreibenden mit den Vorteilen dieser Betriebsart bekannt zu machen, sind heute ca. 400000 Elektromotoren in Deutschland in Betrieb, und selbst in den kleinsten Orten mit nur 1000—2000 Einwohnern sind 30—50 Elektromotoren installiert, weil fast jeder Schreiner, Schlosser u. s. w. seine Werkstatt mit dieser einfachsten und bequemsten Kraft betreibt.

Aber nicht nur im Kleingewerbe, auch in den grössten Fabriken hat die elektrische Kraftverteilung als bestes Transmissionsmittel eine allgemeine Anwendung gefunden.

Diesbezüglich möchte ich von vielen nur die mit ca. 2000 Pferdestärken arbeitende Sächsische Maschinenfabrik in Chemnitz, die mit ca. 1000 Pferdestärken betriebene Ascherslebener Maschinenfabrik u. s. w. anführen.

Aber nicht die Verteilung, sondern die elektrische Übertragung von Kräften hat im letzten Dezennium die grössten praktischen Erfolge zu verzeichnen, denn sie hat es ermöglicht, dass die Elektrizität, die ja eigentlich nur ein Transmissionsmittel ist, der Welt neue grosse Energiequellen eröffnete.

Es sind jetzt ungefähr 20 Jahre her, seit Marcel Deprez als einer der ersten den damals schon bekannten Grundsatz, dass Kräfte mittels Elektrizität, mit beliebig grossem Nutzeffekt auf beliebig weite Entfernungen, mittels beliebig dünner Drähte, übertragen werden könnten, wenn nur die Spannung des elektrischen Stromes hoch genug gewählt wird, als praktisch durchführbar in der Société des Ingenieurs civiles zu Paris verkündete.

Ich erinnere mich noch, wie diese Erklärung als phantastische Idee, die man in einem technischen Verein als praktisch durchführbar nicht hinstellen sollte, heftige Angriffe hervorrief.

Mich hatte sie damals begeistert, und als ich kurz darauf im Jahre 1882 gemeinsam mit Professor von Beetz die erste deutsche elektrische Ausstellung in München organisierte, bat ich Marcel Deprez, er möchte seine theoretischen Erklärungen und Berechnungen als echter Ingenieur nun in die Praxis übersetzen und von Miesbach nach München eine Kraft auf 57 Kilometer Entfernung mittels eines Telegraphendrahtes übertragen. Der Versuch ist bekanntlich geglückt. Es war ein begeisternder Anblick, als um 11 Uhr nachts in der Ausstellung zum erstenmal durch die so weit entlegene Betriebskraft Wasser gehoben und in einem kleinen Wasserfall die geheimnisvolle Wirkung zur Darstellung gebracht wurde.

Wie bei so vielen grosse Hoffnungen erweckenden Erfindungen folgte diesem Jubel auch die Ernüchterung, indem der Nutzeffekt infolge der geringen Spannung von ca. 1000 Volt ein sehr ungünstiger und die Sicherheit der Übertragung durch die Verwendung einer kleinen Gleichstrommaschine keine vollkommene war. Auch die folgenden Versuche zwischen Creil und Paris, die von Marcel Deprez in genialster Weise mit ungeheuren Mühen und Kosten ins Werk gesetzt waren, hatten, so bedeutungsvoll sie auch für die ganze Frage der Kraftübertragung waren, doch kein vollkommen befriedigendes Resultat. Es fehlten eben noch die Mittel, um mit dem damals allein gebräuchlichen Gleichstrom die Bedingungen zu erfüllen, die eine Kraftübertragung auf weite Entfernung erforderte.

Da kam die Erfindung der Transformatoren, welche mit vollkommener Sicherheit die von den elektrischen Maschinen erzeugten Wechsel-

ströme auf beliebige Spannungen erhöhen und so zur Fortleitung auf weite Entfernung geeignet machen konnten, es kam die technische Durchbildung des von Ferraris erfundenen und für Motorenbetriebe besonders geeigneten Drehstromsystems, es kam die praktische Verwendung des Öls als bestes Isolationsmittel, und so schienen mir die Vorbedingungen gegeben, um während der Frankfurter Ausstellung die Möglichkeit und Zweckmässigkeit der elektrischen Kraftübertragung auf beliebig grosse Entfernungen nachzuweisen.

Mein Plan, eine grosse Kraft von Lauffen, wo ich eben ein Elektrizitätswerk zu errichten hatte, bis Frankfurt auf 180 Kilometer Entfernung zu übertragen, wurde freilich anfangs viel bekämpft und bespöttelt, aber Herr Geheimrat Rathenau und Herr Oberst Huber, die Leiter der Allgemeinen Elektrizitäts-Gesellschaft und der Firma Oerlikon erklärten sich doch bereit, diesen grossen Versuch durchzuführen.

Vom dem glücklichen Gelingen konnte ich in Ihrem Kreise zu Frankfurt im allgemeinen schon berichten.

Die später vorgenommenen Messungen haben ergeben, dass mit 25000 Volt Spannung 200 Pferdestärken mit einem Nutzeffekt von 75 Proz. übertragen wurden, ein unerwartet günstiges Resultat, das in erster Linie den mit der Konstruktion der Maschinen, Transformatoren und Elektromotoren betrauten Ingenieuren Charles Brown und Dolivo von Dobrowolsky zu verdanken ist. Seit dieser Zeit wurde von allen Seiten emsig an der Vervollkommnung aller Einrichtungen gearbeitet, welche zur elektrischen Kraftübertragung auf weite Entfernungen nötig sind.

Es wurden Dynamomaschinen konstruiert, welche Spannungen bis zu 30000 Volt mit absoluter Sicherheit direkt erzeugen können. Die Einzelleistungen der Dynamos wurden bis zu 10000 Pferdestärken erhöht und durch solche Maschinen die mechanische Arbeit mit dem kaum nennenswerten Verlust von 3—4 Proz. in elektrischen Strom verwandelt.

Neben den früher ausschliesslich benützten, aber äusseren Störungen leicht ausgesetzten Freileitungen können nunmehr auch unterirdische Kabel für Ströme bis zu 60000 Volt mit voller Garantie seitens der Fabrikanten verwendet werden, und was dies bedeutet, ist daraus zu ersehen, dass bei dieser Spannung mittels dreier bleistiftdicker Drähte 10000 Pferdestärken mit einem Verlust von nur 15 Proz. auf ca. 300 Kilometer, also weiter wie von Wien nach Budapest, übertragen werden können.

Hand in Hand mit diesen technischen Vervollkommnungen sind nun auch die praktischen Anwendungen der elektrischen Kraftübertragung immer zahlreicher und grösser geworden.

Es war mir vergönnt, im unmittelbaren Anschluss an die Frankfurter Ausstellung die damaligen Versuche sofort in die Praxis zu übertragen. Bei München entstanden die von Kommerzienrat Heilmann begründeten Isarwerke, welche 6000 Pferdestärken in einem besonders errichteten grossen Industrie-Viertel und in etwa 25 Ortschaften verteilen.

Unter der umsichtigen Führung ihres Bürgermeister Peratoner und Weinberger brachten die Städte Bozen und Meran meine Pläne zur Ausführung, die grossen Wasserkräfte der Etsch, bei welchen die Pferdekraft pro Jahr auf kaum 20 Mark zu stehen kommt, im ganzen Thal auf 32 Kilometer Entfernung zu verteilen und damit den Einwohnern Licht und Kraft zu ungeahnt billigem Preise zu verschaffen.

Um von den vielen grossen Kraftübertragungsanlagen, die von den verschiedensten Firmen ausgeführt wurden, nur einige zu nennen, möchte ich z. B. auf das Werk in Tivoli hinweisen, von welchem aus die Stadt Rom mit Licht und Kraft versorgt wird, oder auf die Kraftübertragung von Niagara nach Buffalo oder auf eine Fernleitung in Californien, mit welcher eine Wasserkraft auf 360 Kilometer nach San Francisco übertragen wird.

Im ganzen sind zur Zeit in Deutschland und Österreich Wasserkräfte mit ca. 180000 Pferdestärken verwendet. Für die Schweiz wird die Zahl von Professor Wyssling auf Grund eigener mühsamer Erhebungen zu 160000 Pferdestärken und für Schweden von Professor Arrhenius zu 200000 Pferdestärken angegeben, während Nordamerika Wasserkräfte mit ca. 400000 Pferdestärken für elektrische Betriebe verwendet. Die Gesamtleistung der zur Zeit mit Wasserkraft betriebenen Elektrizitätswerke der Welt ist mit 2 Millionen Pferdestärken sicher nicht zu hoch geschätzt.

Diese Zahlen bedeuten einen grossen Fortschritt für die kurze Spanne Zeit von 10 Jahren, sie verschwinden aber allerdings gegenüber den bis jetzt noch brach liegenden Wasserkräften.

Ganz abgesehen von Ebbe und Flut sollen in Schweden allein nach den Angaben des Professors Arrhenius 2 Millionen Pferdestärken ausnützbar sein, in Frankreich wird die Leistung der Wasserkräfte auf 10 Millionen Pferdestärken angegeben, mindestens die gleiche Leistung wird im Alpengebiet von Deutschland, Österreich, Italien und der Schweiz zu erhalten sein. In Nordamerika repräsentiert der Niagarafall allein eine Leistung von 10 Millionen Pferdestärken. Das sind Kräfte, welche es sicher verlohnen, ihre Verwertung im Interesse des Volkswohles zu unterstützen,

und für die Regierungen der verschiedenen Staaten erwachsen hieraus neue und wichtige Aufgaben.

Nicht allein wird es nötig sein, wie dies ja in manchen Staaten bereits geschieht, über die vorhandenen Wasserkräfte des Landes genaue Aufzeichnungen zu machen, ihre Wassermengen, Gefälle etc. fortgesetzt zu beobachten, sondern es müssen auch die gesetzlichen Vorschriften für Ausnützung derselben einer Revision unterzogen werden.

Sie sollten insbesondere einer raubbauähnlichen Ausnützung der Wasserkräfte durch einzelne Anlagen vorbeugen, indem sie eine unzweckmässige Zerstücklung der Gefälle, eine zu kleine Dimensionierung der Kanalanlagen und dergl., welche die spätere völlige Ausnützung der ganzen verfügbaren Kraft unmöglich machen würden, verhindern.

Durch die elektrische Übertragung sollen jedoch nicht nur aus den Wasserläufen neue Kräfte gewonnen werden, sondern auch minderwertige Kohle, oder Petroleumrückstände, für welche in nächster Nähe des Gewinnungsortes keine Verwendung zu finden ist und deren Transport bis zu einer geeigneten Verwendungsstelle sich nicht verlohnt, können zur elektrischen Kraftübertragung dienen, wie dies z. B. seit einiger Zeit in Oberschlesien der Fall ist und demnächst auch für die englischen Kohlenbezirke zur Anwendung kommen soll.

Auch die von den Hochöfen abziehenden heissen Gichtgase, die bisher, soweit sie nicht direkt zur Winderhitzung und dergl. Verwendung finden konnten, nutzlos in die Lüfte zogen, können nunmehr in tausendpferdigen Gasmotoren, um deren Konstruktion sich insbesondere W. von Oechelhäuser grosse Verdienste erwarb, und die mit Recht die Bewunderung der Düsseldorfer Ausstellungsbesucher erregten, nützliche Arbeit leisten, die durch den elektrischen Strom in entfernten Orten verwertet wird.

Wenn alle diese Naturkräfte mit Hilfe der Elektrizität immer mehr zur Ausnützung gelangen, so werden sie allerdings nicht, wie dies manchmal geglaubt und behauptet wird, die Dampfmaschinen, die gegenwärtig eine Leistung von 60 bis 80 Millionen Pferdestärken repräsentierten, verdrängen, aber sie werden in hohem Masse dazu beitragen, die Erschöpfung unserer Kohlenlager, die heute schon Schächte bis zu 1500 Meter Tiefe erfordern, hinauszuschieben.

Es ist dies von grösster Wichtigkeit, denn wenn auch die Kohle ebensowenig wie das Holz von der Erde ganz verschwinden wird, so wird doch ihre Verwendung allmählich immer kostbarer und in gewissen Gegenden sowie für gewisse Zwecke immer seltener werden, wie dies ja auch beim Holz in manchen einst so waldreichen Ländern der Fall war.

Die jährliche Kohlenproduktion, die zu Beginn des Jahrhunderts kaum nennenswert war, stieg infolge der vielseitigen Verwendung bereits in den sechziger Jahren auf 70 Millionen Tonnen, ein Betrag, der sich in den folgenden 25 Jahren vervierfachte, während wir heute bereits ca. 800 Millionen Tonnen pro Jahr mit einem Produktionswert von 6 Milliarden Mark verbrauchen.

Wird einer derartigen Steigerung des Kohlenbedarfs nicht Einhalt geboten, so werden die Bergwerke nach den Untersuchungen der Geologen in absehbarer Zeit erschöpft; die einen z. B. in Oberschlesien allerdings erst nach 800 bis 1000 Jahren, andere aber z. B. in Centralfrankreich, in England, vielleicht schon nach 200 bis 300 Jahren.

Es ist daher für die weitere Entwicklung unserer Kultur von durchschlagender Bedeutung, wenn wir mit Hilfe der Elektrizität alle Naturkräfte, die Brennstoffe sowohl wie die Wasserfälle, vollkommen ausnützen und dadurch auch unseren Nachkommen die Möglichkeit einer blühenden Industrie erhalten.

In diesen Bestrebungen tritt die Elektrizität nicht in einen Gegensatz zu den übrigen Betriebskräften; es wird nicht, wie viele glauben, auf das Zeitalter des Dampfes ein Zeitalter der Elektrizität kommen, sondern alle die verschiedenen Arten der Gewinnung und Verwertung der Naturkräfte werden vereint dazu beitragen, das Wohl der Menschheit immer mehr und mehr zu fördern.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

Max Wien (Aachen), Über die Empfindlichkeit des menschlichen Ohres für Töne verschiedener Höhe.

Es ist allgemein bekannt, dass unser Ohr ebenso wie unser Auge nur für einen bestimmten Bereich von Schwingungszahlen empfindlich ist. Sehr langsame Schallschwingungen und sehr schnelle hören wir gar nicht oder nur sehr unvollkommen.

Wie hängt nun innerhalb des Bereichs der hörbaren Töne die Empfindlichkeit von der Tonhöhe ab? Setzt sie plötzlich ein, bleibt dann innerhalb eines bestimmten Bereiches konstant, um dann plötzlich wieder abzufallen — so würde es eigentlich die Helmholtzsche Resonanztheorie verlangen — oder steigt sie langsam bis zu einem — vielleicht spitzen — Maximum an und fällt dann allmählich wieder ab? Sind innerhalb dieser Grenzen sehr grosse Unterschiede in der Empfindlichkeit? Hört man z. B.

einen Ton von 2000 Schwingungen in der Sekunde 10, 1000 oder eine Million mal so gut, wie einen Ton von 50 Schwingungen?

Beginnen wir zunächst mit der oberen und unteren Grenze der hörbaren Töne. Dass über diese Grenzen gestritten wird, dass man noch nicht einig darüber ist, ob die Hörbarkeit bei 10 oder bei 40 Schwingungen beginnt, beweist, dass keine scharfe Grenze vorhanden sein kann. Ebenso liegt es bei den hohen Tönen: während früher eine Schwingungszahl von 20 bis 30000 als Grenze angenommen wurde[1]), zeigen Versuche mit der neuen Edelmannschen Galtonpfeife, dass wir noch 45000 Schwingungen wahrnehmen können: die Empfindlichkeit nimmt mit der Höhe stark ab, aber die Hörbarkeit geht wohl noch viel weiter, wenn man nur die Intensität genügend zu steigern vermag. Sowohl bei den sehr tiefen wie bei den sehr hohen Tönen ist kein plötzlicher, sondern ein allmählicher Abfall der Empfindlichkeit vorhanden, der sich über mehrere Oktaven hinzieht.

Im folgenden ist als Mass für die Empfindlichkeit stets die Reizschwelle angesehen, d. h. die Empfindlichkeit ist umgekehrt proportional der Tonintensität, welche eine gerade noch merkliche Empfindung im Ohre erzeugt. Die Tonintensität ist definiert als die Energie der Schallbewegung, welche durch ein Quadratcentimeter senkrecht zur Schallrichtung pro Sekunde hindurchtritt. An Stelle dieser Energie kann man natürlich auch die Amplitude oder die Geschwindigkeit eines Luftteilchens oder auch die Druckdifferenzen der Schallbewegung bestimmen, aus denen sich die Energie dann berechnen lässt.

Um die Empfindlichkeit des Ohres für verschiedene Schwingungszahlen festzustellen, könnte man sich etwa folgenden Versuch angestellt denken: das Ohr wird luftdicht abgeschlossen, die Luft in dem abgeschlossenen Raume wird durch einen sich schnell hin und her bewegenden Stempel verdickt und verdünnt. Man verkleinert die Exkursionen der Stempelbewegung, bis man gerade keinen Ton mehr wahrnimmt. Wenn man nun den Stempel beliebig schnell zwischen 10 mal und 50000 mal in der Sekunde hin und her bewegen könnte, so wäre mit einem solchen Apparat die Aufgabe leicht zu lösen. Leider ist solch eine Maschine nicht konstruierbar. In einem bekannten Apparat haben wir aber etwas ähnliches: nämlich im Hörtelephon. Wir drücken dasselbe, um gut hören zu können, unwillkürlich so fest an den Kopf, dass ein annähernd luftdichter Abschluss erfolgt.[2]) Die Bewegung der Platte entspricht der Bewegung des Stempels.

1) R. König, Wied. Ann. **69**, 626, 1899.
2) Rayleigh, Phil. Mag. **38**, 294, 1894.

Die Exkursionen der Telephonplatte sind in gewissen Grenzen proportional der Stromamplitude, die sich leicht messen lässt. Solange man sich in dem Gebiet unter 500 oder 1000 Schwingungen pro Sekunde bewegt, erhalten wir auch für gleichen Strom annähernd gleiche Exkursionen. Bei höheren Schwingungszahlen bewirken jedoch die Eigentöne der Platte Komplikationen; welchen Einfluss dieselben haben, wird sich sogleich zeigen.

Telephonempfindlichkeit.

Vorbedingung für die Telephonversuche sind möglichst reine Sinusströme, damit einfache Töne erzeugt werden. Für die tieferen Töne wurden dieselben durch einen Sinusinduktor, für die höheren durch eine Wechselstromsirene erzeugt. Ich kann hierauf nicht näher eingehen, da ich schon mehrfach, speziell vor 2 Jahren auf der Aachener Naturforscherversammlung[1]), darüber berichtet habe.

Tabelle I.

Empfindlichkeit verschiedener Telephone.

N	Bell	Apel	Siemens I	Siemens II	
64	190000	5000	1800	1200	10^{-8} Amp.
128	15000	510	220	150	,,
256	1050	40	26	13,5	,,
512	150	10	1,7	2,7	,,
720	—	—	1,5	0,8	,,
1024	18	3,5	3,0	1,35	,,
1500	30	2,3	6,0	2,4	,,
2030	130	3,5	0,8	3,0	,,
2400	—	5,0	2,0	1,0	,,
2800	70	—	—	—	,,
4000	230	70	50	30	,,
8000	2500	170	700	400	,,
16000	12000	1000	2200	1700	,,

Die Minimalströme, welche für mein Ohr einen eben noch merklichen Ton hervorrufen, sind in der Tabelle I für verschiedene Schwingungszahlen (N) angegeben. Bei allen 4 untersuchten Telephonen ist der Verlauf im grossen Ganzen gleich. Für die tiefen Töne sind die Ströme verhältnismässig stark, dann werden sie schnell schwächer, ein Minimum erreichen sie zwischen $N = 700$ und $N = 3000$, darauf nehmen sie wieder zu. Die Empfindlichkeit des Ohres ist nach obigem umgekehrt proportional dem Quadrat dieser Ströme.

Es kommen unter den Zahlen für dasselbe Telephon Verhältnisse der Ströme von 1 : 10000 also Verhältnisse der Empfindlichkeit von $10^8 : 1$, vor. Das kann man natürlich nicht graphisch auftragen. In der Fig. 1 habe ich statt dessen die Logarithmen als Ordinaten aufgetragen. Insofern hat dies auch eine innere Berechtigung, als

1) Diese Zeitschrift **2**, 245, 1901.

nach dem Weber-Fechnerschen Gesetz die Empfindung mit dem Logarithmus des Reizes wächst.

Der Verlauf der 3 Kurven — für das Bellsche oooo, das Apelsche +++ und das Siemenssche Telephon II ●●● — ist, wie gesagt, im grossen Ganzen gleich, nur die Eigentöne der Platte des betreffenden Telephons machen sich durch mehr oder weniger grosse Höcker geltend. Wenn man eine Linie zieht, die immer unter den Telephonkurven bleibt, so wird auf diese Weise die Wirkung der Eigentöne der Hauptsache nach eliminiert und wir erhalten einen Anhalt für die wirkliche Empfindlichkeit des Ohres. Die ausgezogene Kurve der Fig. 1 stellt diese Empfindlichkeit dar. Die nähere Untersuchung lehrt, dass für tiefere Töne

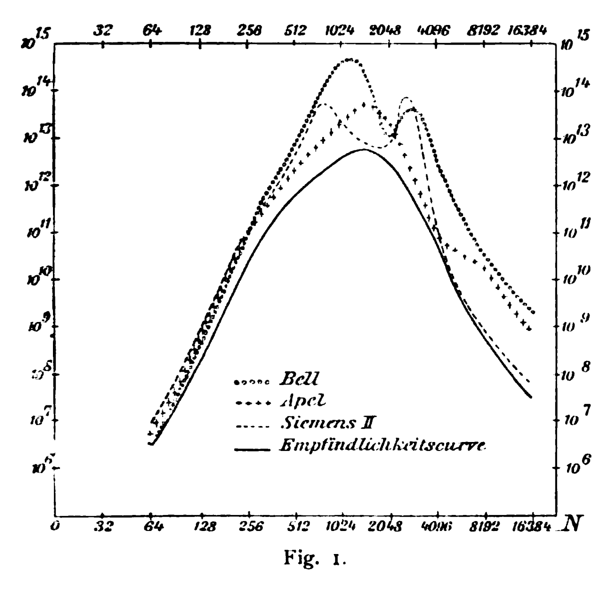


Fig. 1.

bis zu etwa 2000 Schwingungen die Empfindlichkeit ohne allzugrosse Fehler durch die Kurve dargestellt sein dürfte, während der zweite Teil wegen der unbekannten Schwingungsform der Telephonplatte unter dem Einfluss der höheren Eigentöne sehr viel weniger zuverlässig ist.

Obgleich das Ganze nur die rohe Grössenordnung geben kann, so steht doch so viel fest, dass ganz ausserordentlich grosse Unterschiede in der Empfindlichkeit des Ohres für die verschiedenen Töne vorhanden sind, so liegt z. B. die Reizschwelle für den Ton 64 mehr als eine Million mal höher als für den Ton 1500. Diese Unterschiede sind so gross, dass ihre Ursache der Hauptsache nach nicht in dem akustischen Teil des Gehörorgans also etwa in dem stärkern oder schwächern Mitschwingen der Cortischen Membran gesucht werden darf.

Das Maximum der Empfindlichkeit liegt zwischen den Tönen 700 und ca. 3000, also in dem Gebiete, wo sich auch die wichtigsten „charakteristischen Töne" der Vokale und Konsonanten unserer Sprache befinden.

Ich würde es nicht gewagt haben, Ihnen diese immerhin auf ziemlich unsicherer Grundlage beruhenden Zahlen und Kurven vorzuführen, wenn nicht eine strengere Methode einen grossen Teil derselben bestätigt hätte.

Normale und kranke Ohren.

Ehe ich jedoch dazu übergehe, möchte ich mit ein paar Worten auf die Verwendung der Telephonmethode zu Gehörprüfungen eingehen.

Hier sind gar keine Bedenken vorhanden: bei ein und demselben Ton ist die Tonamplitude proportional der Plattenamplitude und diese proportional der Stromintensität. Man

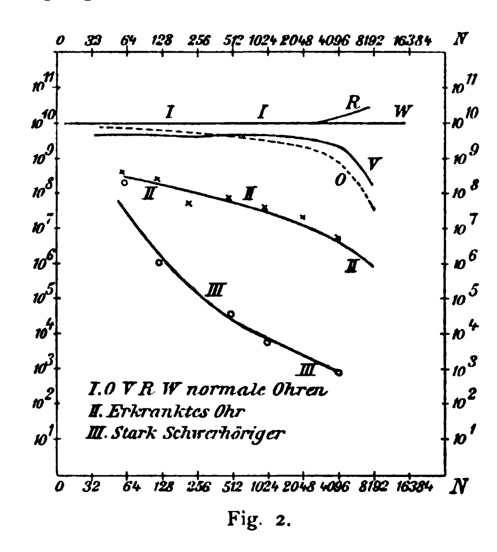


Fig. 2.

kann also direkt die Empfindlichkeit eines normalen und kranken Gehöres miteinander vergleichen, indem man für beide die eben noch hörbaren Stromintensitäten misst.

Die Empfindlichkeitskurven normaler Ohren liegen auffallend nahe beieinander, die Abweichungen übersteigen kaum die Fehlergrenzen. Erst bei höheren Tönen ($N = 8000$) werden sie grösser. Die Tabelle II und die Kurven Fig. 2 (I) giebt die Resultate der Beobachtungen bei 5 Personen verschiedenen Alters 20 (R) bis 56 (F) an. J_w ist der Minimalstrom für mein rechtes Ohr.

Tabelle II.
Empfindlichkeit normaler Ohren.

	J^2/J^2_w	log	J^2/J^2_w	log	J^2/J^2_w	log
N —	400		4000		8000	
R	1,0	0	0,8	+ 0,1	0,47	+ 0,33
W	1,0	0	1,0	0	1,0	0
V	5,0	− 0,70	4,0	− 0,6	81	− 1,9
O	1,0	0	3,8	− 0,58	289	− 2,5
F	2,25	− 0,35	4,0	− 0,6	324	− 2,5

Ganz anders verhalten sich erkrankte Ohren. Ich war zufällig in der Lage, selbst an mir

Untersuchungen anstellen zu können, indem ich im vorigen Juni und Juli links an einem akuten Mittelohrkatarrh litt. Die Resultate sind unter *W. l. O.* in der Tabelle III und unter II in der Fig. 2 angegeben. Die Differenzen sind sehr viel grösser und steigen von 25 bei $N = 64$ bis 13225 bei $N = 8000$.

Tabelle III.
2 verschiedene Grade von Taubheit.

	$N =$	60	120	200	500	1000	2000	4000	8000
W. l. O.	$\mathfrak{J}^2/\mathfrak{J}^2_w$	25	56	225	121	225	256	1681	13225
	log	1,4	1,6	2,3	2,1	2,3	2,4	3,2	4,1
A	$\mathfrak{J}^2/\mathfrak{J}^2_w$	43	10^4		$1,7 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^6$		$1,2 \cdot 10^7$	
	log	1,7	4,0		5,5	6,2		7,1	

Die letzten Reihen der Tabelle III gelten für einen wirklich Schwerhörigen. Hier liegt die Reizschwelle schon ca. 1 Million ($N = 2000$) und sogar 10 Millionen (4000) mal höher als die des normalen Ohres. Den Ton 8000 konnte er auch bei der höchsten mir zur Verfügung stehenden Intensität nicht hören. Immerhin verstand dieser Mann noch lautes Sprechen in der Nähe ganz gut, war also nicht zu den „Tauben" zu rechnen.

Überall ist hervortretend, dass die hohen Töne relativ viel schlechter von erkrankten Ohren gehört werden, wie die tiefen. Ich konnte deutlich die Änderung der Klangfarbe obertonreicher Geräusche wie Klirren u. s. w. erkennen, je nachdem ich sie mit dem rechten oder linken Ohr verfolgte.

Absolute Empfindlichkeit des Ohres.

Helmholtz hat gezeigt, wie man die Schallintensität an irgend einem Orte ausserhalb berechnen kann, wenn man die Luftbewegung an der Mündung einer Pfeife kennt. In ähnlicher Weise lässt sich auch die von einer schwingenden Platte an irgend einem entfernten Orte erzeugte Tonintensität berechnen.

Die Versuche wurden so angestellt, dass das Holzgehäuse eines Bellschen Telephons entfernt wurde, und dafür die Platte mittels eines dicken Messingringes festgeklemmt wurde. Das so eingerichtete Telephon wurde dann auf einem grossen Blech, das in der Mitte ein Loch von der Grösse der Telephonplatte besass, befestigt, und das Ohr der Mitte der Platte gegenüber in einer Entfernung $\varrho = 30$ cm gehalten

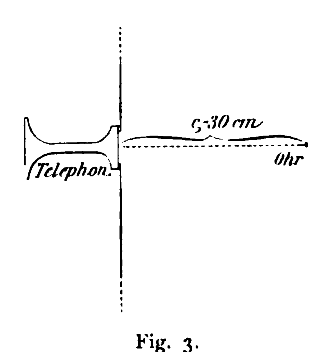


Fig. 3.

(vgl. Fig. 3). Die Amplitude der Telephonplatte für $\frac{1}{100}$ Ampère wurde in dem Bereich von Schwingungszahlen, in dem die Beobachtungen gemacht wurden, mikroskopisch gemessen.

Die Untersuchungen wurden bei Nacht, im grossen Hörsaal des Instituts mit intermittierenden Tönen gemacht und zwar von 2 unabhängigen Beobachtern. Die Resultate sind in der Tabelle IV gegeben. Darin bedeutet N die Schwingungszahl, J den Minimalstrom für die beiden Beobachter W und F, a_0 die Amplitude der Mitte des Telephons, u_ϱ die durch die Be-

Tabelle IV.
Absolute Empfindlichkeit.

N	$\mathfrak{J}$ Amp.		$\frac{a_0}{\mathfrak{J}}$	a_0 cm		$\frac{u_\varrho}{a_0}$	u_ϱ cm-sec^{-1}		
	W	F		W	F		W	F	M
200	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	0,0029	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	12,3	$1,9 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-4}$
400	$2,2 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	0,0031	$7 \cdot 10^{-7}$	$5,1 \cdot 10^{-7}$	40,2	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$
600	$4,1 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$	0,0034	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$	85	$1,15 \cdot 10^{-5}$	$2,3 \cdot 10^{-5}$	$1,7 \cdot 10^{-5}$
1050	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	0,0053	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$2,2 \cdot 10^{-8}$	257	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$4,2 \cdot 10^{-6}$

N	α_ϱ	$\frac{\Delta_p}{p_0}$	ΔE			$\Delta E'$	
			W	F	M	$\mu\mu$ mg	gr-Kal.
200	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$9 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$1,3 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$	0,25	$6 \cdot 10^{-16}$
400	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-9}$	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$9,3 \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-18}$
600	$4,6 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{-10}$	$2,8 \cdot 10^{-9}$	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$6,6 \cdot 10^{-9}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$1,25 \cdot 10^{-18}$
1050	$6,3 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$6,5 \cdot 10^{-10}$	$3,8 \cdot 10^{-10}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-20}$

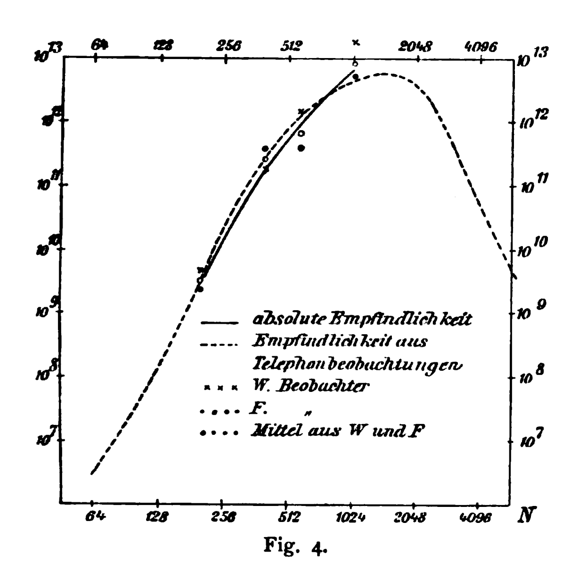


Fig. 4.

wegung der Telephonplatte am Orte ϱ erzeugte Geschwindigkeit der Luftteilchen, a die Amplitude, $\frac{\Delta p}{p_0}$ die Druckamplitude in Atmosphären, ΔE die Energie der Luftbewegung, also die eigentliche Tonintensität, $\Delta E'$ die zur Erzeugung einer Tonempfindung nötige Energie in $\mu\mu$ mg bezw. in gr.-Kalorien, wobei mit Auerbach und v. Pries angenommen ist, dass ein Ton beliebiger Höhe 15 Schwingungen hindurch andauern muss, um die Empfindung zu ihrer vollen Stärke anwachsen zu lassen. (Tabelle IV.)

Die absoluten Werte stimmen der Grössenordnung nach recht gut mit früheren Messungen überein. Rayleigh bestimmte mit Hilfe abklingender Stimmgabeln für

$$N = 200 \qquad \frac{\Delta p}{p_0} = 8{,}5 \cdot 10^{-9}$$

$$N = 384 \qquad \frac{\Delta p}{p_0} = 6 \cdot 10^{-9}$$

$$N = 512 \qquad \frac{\Delta p}{p_0} = 6 \cdot 10^{-9}.$$

Der letzte Wert erscheint gegenüber den meinigen zu hoch. Mittels Helmholtzscher Resonatoren bestimmte ich auf durchaus andere Art in einer früheren Arbeit für

$$N = 440 \qquad \frac{\Delta p}{p_0} = 8 \cdot 10^{-10}.$$

Bei der Messung der absoluten Empfindlichkeit ist natürlich die relative mit gegeben. Wegen der durch die Eigentöne der Telephonplatte verursachten Schwierigkeiten lässt sie sich leider vorläufig nur auf ein verhältnismässig kleines Gebiet ausdehnen. Hier aber passt sie, wie Fig. 4 zeigt, recht gut mit der obigen Telephonempfindlichkeit zusammen.

Der Wert für $N = 200$ ist in beiden Kurven gleich gesetzt. Die Abweichungen sind bei der durchaus verschiedenen Art der Messung sehr gering.

Will man weiter in das Gebiet der höheren Schwingungszahlen bei der absoluten Messung gehen, um vor allem das Maximum der Empfindlichkeit sicher festzustellen, so müsste man Platten oder andere elastische Systeme haben, deren tiefster Eigenton ganz erheblich höher liegt. Vielleicht lässt sich mit dünnen Glasplatten weiterkommen, ähnlich wie sie Edison bei seinem Phonographen verwendet.

Diskussion.

Warburg (Berlin): Wie verhält sich die kleinste Amplitude, die gehört wurde, zum Molekular-Durchmesser?

Wien: Die kleinste Amplitude betrug $6{,}3 \cdot 10^{-10}$ cm.

Warburg: Sie war also viel kleiner als der Molekulardurchmesser.

Wien: Das wäre allerdings auffallend, aber die absoluten Zahlen stimmen mit denen, die von Rayleigh gemessen sind, wie gesagt, sehr gut überein.

Asher (Bern): Habe ich recht verstanden, dass die Empfindlichkeit des Ohres für hohe Töne abhängig ist von der physikalischen Intensität? Wenn das richtig ist, so ist das vollkommen analog mit einer physiologischen Thatsache auf einem anderen Gebiete. Es handelt sich nämlich um die Frage, auf welche Frequenz hin ist der motorische Nerv noch erregbar? Früher glaubten einige Forscher, der Nerv spreche nicht mehr an, wenn die Reizfrequenz 1600 übersteigt. Später hat sich gezeigt, dass man um so höhere Frequenzen anwenden kann, um den Nerv zu erregen, je stärkere Ströme man nimmt. Die Thatsachen, die Herr Wien vorgeführt hat, werden sich also vielleicht auf die Empfindlichkeit des Nervus acusticus zurückführen lassen.

Straubel (Jena): Ein Teil dessen, was ich bemerken wollte, ist durch den Vorredner bereits gesagt worden. — Im besonderen möchte ich gegenüber der Bemerkung des Vortragenden, dass der Verlauf der Empfindlichkeitskurve gegen die Resonanzerklärung von Helmholtz zu sprechen scheine, darauf hinweisen, dass zwischen der Erregung des Cortischen Organs und der Empfindung uns z. Z. unbekannte Prozesse liegen, die auf die Empfindlichkeitskurve von erheblichem Einfluss sein können. — Man könnte ferner daran denken, dass wir uns — darwinistisch gesprochen — für die wichtigsten oder häufigsten Töne ein intensiveres Empfindungsvermögen erworben haben.

Wien: Aber die eventuelle Verbesserung des Hörens durch Resonanz kann nur eine ziemlich nebensächliche Rolle spielen: die Töne in unserem Ohr erreichen nach wenigen Schwingungen ihre volle Stärke, die mitschwingenden Teile sind mithin stark gedämpft.

Die entsprechend wenig entwickelte Resonanz könnte wohl eine 10 bis 100 mal, nicht aber eine 1 Million mal so hohe Empfindlichkeit erklären.

Straubel: Hiernach scheint es mir, dass ich die kurze Bemerkung des Vortragenden über die Erklärung von Helmholtz missverstanden habe. Ich selbst wollte nur auf den möglichen Einfluss physischer und psychischer Zwischenfaktoren auf die Empfindlichkeitskurve hinweisen.

Warburg fragt, wie gross die im Mikroskop gesehenen Amplituden waren, und wie sie gemessen wurden.

Wien: Ein Glasfädchen wurde in der Mitte aufgeklebt und unter das Mikroskop gebracht.

Warburg: Die absolute Grösse dieser Länge, wie war die etwa?

Wien: $1/_{100}$ bis $1/_{500}$ mm.

Sklarek (Berlin): Hat Herr Wien vielleicht auch Erfahrungen gemacht über die Konstanz oder Inkonstanz des Schwellenwertes?

Wien: Es geht mit der Konstanz. Werte von 1:2, 1:4, ja 1:5 in der Intensität kommen ja vor, die Mittelwerte lassen sich jedoch in Anbetracht der sehr grossen Differenzen in der Empfindlichkeit des Ohres für Töne verschiedener Höhe sicher genug feststellen. Die Unterschiede verschiedener Personen sind kaum grösser, als sie auch bei einer und derselben Person vorkommen.

Grunmach (Berlin): Es ist nicht sehr auffällig, dass die Empfindlichkeit für höhere Töne bei verschiedenen Personen verschieden ist, weil ja die Grenze der Hörbarkeit auch sehr verschieden ist. Mit dem Alter geht die Wahrnehmungsfähigkeit für sehr hohe Töne verloren; es ist bekannt, dass ältere Personen z. B. das Zirpen der Insekten, auch wenn es sehr intensiv ist, nicht mehr hören können.

(Eingegangen 25 September 1902.)

R. Straubel (Jena), Zusammenhang zwischen Absorption und Auflösungsvermögen.

Meine erste Mitteilung soll die Frage behandeln: Wie hängt das Auflösungsvermögen eines idealen optischen Instrumentes von der Absorption ab, die in ihm vorhanden ist.

Das Bild eines leuchtenden Punktes ist, wie bekannt, eine Diffraktionserscheinung; die Frage würde also lauten, wie ändert sich das Diffraktionsbild, wenn man die Absorption in dem Instrumente berücksichtigt.

Die Notwendigkeit, die Theorie durch Mitberücksichtigung der Absorption zu erweitern, bedarf keiner besonderen Begründung. Allerdings spielt die Absorption für die dem Auge sichtbare Strahlung meistens keine grosse Rolle, in dem Gebiete der unsichtbaren Strahlung findet sich aber bei dem zu optischen Zwecken benützten Material zum Teil sehr kräftige Absorption.

Wir wollen hier nur die beiden einfachsten und wichtigsten Fälle behandeln, nämlich erstens den Fall eines Prismas, resp. Prismensatzes und zweitens den einer Linse, resp. Linsensystems; auch wollen wir uns beschränken auf die sog. Fraunhofersche Beugungserscheinung.

Im ersten Falle soll die Welle rechteckig[1]) begrenzt angenommen werden, und zwar soll ein Seitenpaar des Rechtecks der Prismenkante parallel sein. Die Amplitude der Welle lässt sich dann durch $e^{\alpha-\beta s}$ darstellen, worin α und β Konstanten, s die Entfernung eines auffallenden Lichtstrahls von der Kante des Prismas bedeutet; β würde in diesem Falle eine positive Grösse sein.

Handelt es sich zweitens um den Fall, dass auf eine Linse, resp. ein Linsensystem mit kreisförmiger, konaxialer Blende eine Kugelwelle fällt, deren Mittelpunkt auf der Achse des Systems liegt, so soll die Amplitude von der Form $e^{\alpha-\beta s^2}$ angenommen werden. Hierin bedeutet s die Entfernung von der optischen Achse und es kann β je nach den Umständen positiv oder negativ sein. Bei einer einfachen Linse wird β positiv oder negativ sein, je nachdem es sich um eine Zerstreuungs- oder eine Sammellinse handelt; bei einer zweifachen achromatischen Sammellinse, je nachdem das Flint- oder das Crownglas wesentlich stärker absorbiert. Übrigens gilt die obige Form für die Amplitude, sobald die Winkel, welche die Lichtstrahlen in der Linse mit der Achse bilden, klein sind; Dicken und Abstände der Linsen bedürfen keiner Beschränkung.

Ich habe ferner das Huyghensche Prinzip in seiner einfachsten Form benutzt und ununtersucht gelassen, ob und wie dieses Rechenschema vom Standpunkte der optischen Theorien aus zu modifizieren wäre. Übrigens bin ich der Meinung, dass bei näherer Untersuchung die Zulässigkeit des Prinzips, abgesehen von kleineren Korrektionen, sich ergeben würde.

Ich beginne nun mit dem mathematisch sehr einfachen Fall eines Prismensatzes und erinnere, um die Wirkung der Absorption zu übersehen, kurz an das Diffraktionsbild bei fehlender Absorption. Bekanntlich ergiebt sich eine maschenförmige Lichtverteilung mit zum Rechteck reziproken Dimensionen. Das Diffraktionsfeld ist (in monochromatischem Lichte) von 2 dunkeln gekreuzten Streifensystemen mit der Intensität Null durchschnitten. Wandern wir in einer der beiden zu den Rechteckseiten parallelen Rich

1) Der Fall, dass bei gleichem Absorptionsverlaufe eine kreisförmige Begrenzung der Welle stattfindet, soll wegen seiner Komplikation hier nicht behandelt werden, derselbe wird sich in der ausführlichen Publikation finden.



tungen, so wird der Abfall der Intensität durch $\frac{\sin^2 \frac{v}{2}}{\left(\frac{v}{2}\right)^2}$ dargestellt, worin v eine, dem Sinus des „Beugungswinkels" proportionale Grösse bedeutet. Wie wird nun dieser typische Verlauf durch die Absorption geändert? In der Richtung der Kante des Prismas wird, wie man leicht sieht, überhaupt nichts verändert; senkrecht zur Kante dagegen ergiebt sich an Stelle der obigen Formel $\frac{\mathfrak{Cos}\, u - \cos v}{\mathfrak{Cos}\, u - 1} \cdot \frac{u^2}{u^2 + v^2}$, worin $\mathfrak{Cos}\, u = \frac{e^{+u} + e^{-u}}{2}$ und u eine für die Absorption theoretisch massgebliche Grösse bedeutet, die dem Extinktionskoeffizienten der Prismensubstanz proportional ist.

Wie man sieht, verschwinden, sobald die Absorption einsetzt, die Nullstellen der Intensität. Die Kurve der (relativen) Intensität hebt sich mit wachsender Absorption und zwar in folgender charakteristischer Weise: die Minima rücken von der Mitte weg, die Maxima auf die Mitte zu, bis die Grenzwerte der Reihe nach und zwar die ersten zuerst durch Zusammenfliessen je zweier verschwinden. Mit wachsender Absorption nähert sich die Intensitätskurve schliesslich mehr und mehr der hyperbolischen, asymptotisch zur Abszissenachse abfallenden Kurve $\frac{u^2}{u^2 + v^2}$.

Es verbreitern sich also infolge des Absorptionseinflusses die Linien. Dies ist ja zu erwarten, denn die Absorption muss in dieser Beziehung ähnlich wie eine Verengerung der Öffnung wirken.

Wie man sieht, muss man den üblichen Begriff des Auflösungsvermögens modifizieren. Da die erste Nullstelle, deren Entfernung von der Bildmitte zur Definition benutzt wird, ebenso wie die andern Nullstellen, nicht mehr vorhanden ist, wäre die nächstliegende Verallgemeinerung, die Entfernung bis zum ersten Maximum zu rechnen. Indessen ergeben sich auch hier noch merkwürdige Konsequenzen, wie die, dass bei wachsender Absorption in dem Moment, wo das erste Minimum verschwindet, das Auflösungsvermögen sich diskontinuierlich ändert. Es wird also nötig sein, das Auflösungsvermögen etwas anders zu definieren.

Ich komme jetzt zu dem zweiten Falle, dem eines centrierten Linsensystems mit einem leuchtenden Punkt auf der Achse. Bezeichnen wir wieder mit v eine der Entfernung eines Punktes des Beugungsbildes von der optischen Achse proportionale Grösse, mit u eine theoretische Absorptionsgrösse, deren Zusammenhang mit Form, Grösse und Absorption der benutzten Materialien hier nicht gegeben werden soll, so kann man — die Intensität des Mittelpunktes gleich 1 gesetzt — die Intensität (L) durch die folgenden Formeln darstellen:

$$L = C^2$$

$$C\left(e^{\frac{u}{2}} - 1\right) = \frac{u}{v} \mathfrak{J}_1(v) + \left(\frac{u}{v}\right)^2 \mathfrak{J}_2(v) + \left(\frac{u}{v}\right)^3 \mathfrak{J}_3(v) + \cdots$$

$$= e^{\frac{u^2 - v^2}{2u}} - \left\{\mathfrak{J}_0 - \frac{v}{u} \mathfrak{J}_1(v) + \left(\frac{v}{u}\right)^2 \mathfrak{J}_2(v) - \cdots\right\}$$

$$= A_0 + A_1 \frac{v^2 - u^2}{2u} + \frac{A_2}{1 \cdot 2}\left(\frac{v^2 - u^2}{2u}\right)^2 + \cdots,$$

$$\begin{aligned} A_0 &= \pm \mathfrak{J}_1(u) + \mathfrak{J}_2(u) \pm \mathfrak{J}_3(u) + \cdots \\ A_1 &= \phantom{\pm \mathfrak{J}_1(u)} - \mathfrak{J}_2(u) \pm \mathfrak{J}_3(u) - \cdots \\ A_2 &= \phantom{\pm \mathfrak{J}_1(u) - \mathfrak{J}_2(u)} \pm \mathfrak{J}_3(u) + \cdots \end{aligned}$$

In diesen Formeln bedeuten $\mathfrak{J}_0(v)$, $\mathfrak{J}_1(v)$, $\mathfrak{J}_2(v)$ — die Besselschen Funktionen 0ter, 1ter, 2ter .... Ordnung für das Argument v; das obere oder untere Vorzeichen in dem letzten System gilt, je nachdem u positiv oder negativ ist. Den ersten Ausdruck wird man zweckmässigerweise benutzen, falls $\left(\frac{u}{v}\right)^2$ hinreichend kleiner als 1 ist, den zweiten, falls es genügend grösser ist und den dritten, falls $\left(\frac{u}{v}\right)^2$ von 1 wenig verschieden ist. Da $\mathfrak{J}$ nicht als eine Summe zweier Quadrate, sondern als ein einziges Quadrat dargestellt wird, haben wir Nullstellen, resp. Ringe der Intensität; das Bild wird also nicht verschwommen, sondern behält seinen markierten Charakter und es kann sich bloss fragen, wie ist dieses Ringsystem modifiziert, rücken die Ringe zur Mitte oder nach aussen, werden sie stärker oder schwächer? — Aus einer numerischen Rechnung, die für u das Intervall — 6 bis + 6 und für v 0 bis 12 umfasste, sieht man folgendes. Bei positivem u, d. h. bei einer am Rande des Linsensystems stärkeren Absorption verschieben sich, wenn man die Absorption von 0 an wachsen lässt, zunächst alle Nullstellen nach aussen. Für die erste gilt dies bis zu ihrem Verschwinden; die zweite dagegen kehrt bei einer gewissen Absorptionsgrösse u ihre Wanderungsrichtung um, legt den ganzen Weg rückwärts zurück und vereinigt sich an ihrem ursprünglichen Platze mit der ersten. Ähnliche Verhältnisse finden sich bei den anderen Ringen.

Die Intensität der Ringe nimmt für positive, wachsende u stark ab, schon bei $u = +3$ sind die Ringe ziemlich schwach.

Wir haben also bei positivem u im wesentlichen Verringerung des Auflösungsvermögens und Verminderung der relativen Intensität der

Diffraktionsringe. Bei negativem u, d. h. in der Mitte des Linsensystems stärkerer Absorption, haben wir die entgegengesetzten Erscheinungen, nämlich eine Steigerung des Auflösungsvermögens, dafür aber auch eine Erhöhung der relativen Intensität der Ringe. Welcher von beiden Fällen wünschenswerter erscheint, hängt sehr von den speziellen Umständen ab; soll ich ein rein subjektives Urteil abgeben, so würde ich bei gleichem Abfall der Intensität zwischen Mitte und Rand den ersteren Fall vorziehen, bei dem also zwar das Auflösungsvermögen vermindert, alles in allem aber die höhere Lichtkonzentration vorhanden ist.

Diskussion.

Pringsheim (Berlin): Der erste Fall des absorbierenden Prismas kann wohl eine Rolle spielen bei der anomalen Dispersion. Ames hat darauf aufmerksam gemacht, dass die anomale Dispersion beeinflusst sein könnte durch die Eigenschaft des Prismas, die Wellen an verschiedenen Stellen sehr verschieden durchzulassen. Wood hat versucht, diese Frage mit einem Russprisma experimentell zu lösen; es ist ihm aber nicht gelungen. Glauben Sie, dass in einem Prisma bloss durch die verschiedene Absorption eine anomale Dispersion vorgetäuscht werden könnte?

Straubel: Nein; es tritt wie sich auch beobachten lässt, nur eine Verbreiterung der Linien ein. Der Charakter des Bildes ändert sich — und zwar hängt das nur von dem Abfall der Intensität nach den Seiten ab —, die Mitte des Bildes aber bleibt.

Pringsheim: Bei diesen Bestimmungen handelt es sich um sehr kleine Verschiebungen; man stellt dabei auf den Schwerpunkt der Linie ein, und es wäre doch möglich, dass der Schwerpunkt sich etwas verschiebt.

Straubel: Bei ungenauer Fokussierung würde dies allerdings stattfinden, bei genauer aber nicht. Das Fraunhofersche Diffraktionsbild bleibt nämlich vollkommen symmetrisch, trotz der Unsymmetrie, die in der Absorption liegt.

M. Wien (Aachen), Demonstration eines mechanischen Modelles zu der Braunschen Methode der Telegraphie ohne Draht.

Die Verbesserung, welche Braun in die Telegraphie ohne Draht eingeführt hat, besteht wesentlich in folgendem:

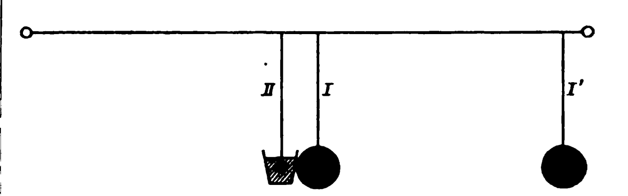
Das Marconische und früher von Slaby und Arco angewandte Sendersystem bestand in einem einfachen vertikalen, durch eine Funkenstrecke mit der Erde verbundenen Drahte (Mast). Die Energie des Systems ist vollständig durch die Kapazität des Mastes und das Entladungspotential der Funkenstrecke gegeben. Über ca. 1 cm lang darf man die Funkenstrecke nicht machen, da dann die Funken nicht mehr „wirksam" sind. Wegen der starken Ausstrahlung sind die Schwingungen stark gedämpft.

Braun hat nun dieses System mit einem primären gekoppelt. Dasselbe besteht aus einer Batterie Leydner Flaschen und einer Induktionsrolle von wenig Windungen. Die Schwingungszahl des Systems ist mit der des Mastes in Übereinstimmung.

Das primäre System ist „geschlossen" und daher wenig gedämpft; es besitzt, da seine Kapazität bei gleichem Funkenpotential viel grösser ist, eine grosse Energie.

Diese Energie kann nun — bei enger Koppelung — plötzlich auf das sekundäre System, den Mast, übertragen werden, so dass derselbe sehr kräftige aber stark gedämpfte Schwingungen aussendet, oder — bei loser Koppelung — allmählich, gewissermassen löffelweise, auf den Mast übergehen, so dass die von diesem ausgesandten Wellen zwar schwächer sind, aber dafür, wenig gedämpft, längere Zeit andauern.

An zwei „sympathischen" an einem horizontalen Draht aufgehängten kurzen Pendeln kann man das Prinzip leicht demonstrieren (vgl. Fig.).



Das eine Pendel (I) besitzt eine grosse Masse und schwingt in der Luft, ist also wenig gedämpft. Das andere (II) besitzt eine kleinere Masse und ist, da es im Wasser oder Öl schwingt, stark gedämpft: es entspricht dem sekundären System (dem Mast) der Braunschen Anordnung. Regt man das System I bei enger Koppelung — die beiden Pendel sind dicht bei einander aufgehängt — schwach an, so sehen Sie, dass das zweite Pendel in heftige Schwingungen gerät. Beide Pendel kommen jedoch bald zur Ruhe, da die Energie schnell durch die Reibung in der Flüssigkeit aufgezehrt wird.

Bringt man das Pendel I in die Stellung I', so hat man lose Koppelung: das Pendel II macht geringere, aber länger andauernde Schwingungen.

Braun hat zwei Methoden der Koppelung angegeben: die „direkte" und die „indirekte" oder elektromagnetische. Das Modell von



Siemens & Halske, was Sie unten gesehen haben, beruht auf der letzteren. Das Slabysche System, wovon ebenfalls ein Modell unten aufgestellt war, entspricht genau der Braunschen „direkten" Koppelung. Slaby ist von dem einfachen zu dem gekoppelten Sender erst übergegangen, nachdem Braun seine Methoden veröffentlicht hatte. Ob er diese Veröffentlichungen gekannt hat, bezw. inwieweit er durch dieselben beeinflusst wurde, kann man natürlich nicht wissen. Hingegen ist Slaby die Einführung des sogenannten Multiplikators zu verdanken, wodurch der gleiche Mast für verschiedene Wellenlängen benutzt werden kann.

Bisher scheinen nur Sender mit enger Koppelung verwandt worden zu sein, um starke Schwingungen zu erzielen und so auf weite Entfernungen hin telegraphieren zu können. Eine scharfe Resonanzwirkung ist dabei wegen der starken Dämpfung ausgeschlossen. Vielleicht gelingt es noch einmal praktisch brauchbare, lose gekoppelte Systeme zu konstruieren, die eine Verwendung der Resonanz und damit die mehrfache Telegraphie ermöglichen.

Diskussion:

Voller (Hamburg): Slaby hat mir schon vor einigen Monaten geschrieben, mit Tietz sei er schon im Jahre 1898 auf die Sache gekommen, er wolle das auch in den Annalen der Physik publizieren.

Wien: Ich habe diese Notiz auch in der elektrotechnischen Zeitschrift gelesen, wo sie im Anschluss an die sogenannten „Wissenschaftlichen Grundlagen der Funkentelegraphie" von Slaby steht. Ich kann derselben jedoch keinerlei Bedeutung beimessen.

Simon (Göttingen): Aus der Schilderung Slabys in dieser Abhandlung geht hervor, dass Tietz bessere Wirkungen dadurch erhielt, dass er in einer durchaus zufälligen Weise der Funkenstrecke des alten Sendedrahtes parallel eine Kapazität anlegte, dass aber Slaby bei der Wiederholung dieses Versuches an seinen eigenen Apparaten diese Wirkung nicht wiederfinden konnte. Weder er noch Tietz also haben den Witz der Sache erkannt, wenn und trotzdem sie die Sache auch unter Händen hatten. Ich kann mir nicht denken, dass Slaby hieraus eine Priorität gegen Braun ableiten will, sondern könnte mit dem besten Willen nur das Gegenteil herauslesen.

Abraham (Göttingen): Ich verstehe den ganzen Streit nicht. Die Resonanz haben Hertz und Bjerknes gefunden, und dass sie bei grösseren Systemen auch da ist, ist doch wirklich nicht wunderbar.

Simon: Darum dreht sich der Streit ja garnicht. Dass die theoretischen Grundlagen weitgehend vorhanden waren, ehe jemand an drahtlose Telegraphie dachte, bestreitet niemand. Sie aber mit vollem wissenschaftlichen Bewusstsein auf das praktische Problem angewendet zu haben, das Verdienst wird Braun niemand weder gegen Marconi noch gegen Slaby streitig machen können. Er hat der unsicher tastenden Experimentiermethode Marconis und Slabys das zielbewusste Vorgehen echter Wissenschaftlichkeit entgegengestellt. Der so gewonnene prinzipiell neue Fortschritt ist sein Geber, die elektrische Analogie zu der auf einem Resonanzkasten befestigten Stimmgabel.

Man kann das anerkennen, ohne deshalb die unvergänglichen Verdienste Marconis in der ganzen Frage und ohne die wertvolle Pionierarbeit Slabys herabzusetzen.

Voller: Wenn Schiffe mit verschiedenen Masthöhen vorhanden sind, so muss der Apparat eingestellt werden können auf variable Wellenlängen, und das geht vielleicht besser bei der elektromagnetischen Koppelung.

Warburg (Berlin): Ist es überhaupt wichtig, dass das primäre System an die Erde angelegt wird? Mir ist gesagt worden, das sei wichtig, und zwar im Zusammenhang mit der Theorie des Herrn Lecher.

Wien: Mir sagte Braun im vorigen Jahre in Helgoland, er brauchte gar keine Erdung. Ob es mit Erdung nicht doch besser geht, muss die Praxis erweisen. Theoretisch kann man es vorläufig noch nicht recht anfassen.

Voller: Thatsächlich verwendet Braun jetzt in einzelnen Fällen Erdung, in der Regel aber nicht.

Kaufmann (Göttingen): Die Erdung hat jedenfalls noch einen anderen Grund. Ein solcher an der Küste stehender Mast ist doch ein Blitzableiter, und ein Blitzableiter ohne Erdung wäre doch eine Gefahr für die Apparate.

Voller: Dafür sind besondere Schaltungen vorgesehen, und bei Gefahr wird abgeschaltet.

v. Geitler (Prag): Ich glaube, wenn man Erdleitung anlegt, so wirkt die Erde wie eine unendlich grosse Kapazität. Die Wirkung einer solchen auf die Schwingungsdauer des Systems lässt sich, wie die Theorie ergiebt[1]), so darstellen, dass man sich das System an der Kapazität gespiegelt denkt. Die Schwingungsdauer des Systems plus unendlich grosser Kapazität ist dieselbe wie diejenige eines Erregers, welcher aus dem ursprünglichen System und seinem Spiegelbild gebildet wäre. Die Schwingungsdauer wird also durch Erdung vergrössert. Vielleicht liegt darin die Wirksamkeit der Erdleitung. Hiernach dürfte auch die Selbstinduktion des erdenden Drahtes von Einfluss sein.

v. Oettingen (Leipzig): Dass in der Erd-

1) Vergl. Wied. Ann. **55**, 521, 1895.

leitung das Spiegelbild der Entladung vor sich geht, habe ich experimentell gezeigt (Wied. Ann. 34) in meiner Arbeit über Interferenz oszillatorischer Entladungen. Indes trifft die Benennung „Spiegelbild" insofern nicht zu, als die Strömung stets das entgegengesetzte Zeichen hat von der Bewegung, die einer Spiegelung entspräche.

Abraham: Selbstverständlich wird durch Erdung die Schwingungsdauer geändert. Der einfachste Fall ist ein einfacher Sendedraht, dessen Wellenlänge wird dadurch verdoppelt. Ich glaube, darum dreht sich der Streit nicht, sondern darum, ob man statt der Erde mit gleichem Erfolge eine andere Kapazität nehmen kann. Nach der Auffassung von Lecher wird durch die Erdung bedingt, dass die Wellen sich nur längs der Erde ausbreiten. Nach einer anderen Auffassung gehen die Wellen nach allen Seiten in den Raum hinaus, allerdings senkrecht zum Sendedraht besonders intensiv. Es wäre wünschenswert, dass Versuche darüber angestellt würden, wie die Kräfte mit wachsender Entfernung abnehmen. Dann könnte man zwischen den beiden Auffassungen entscheiden.

Simon: Braun macht ausdrücklich darauf aufmerksam, es sei bei seinem System dringend notwendig, dass Symmetrie bestehe. Auf der einen Seite der Kapazität hat er seinen Sendedraht; dann muss auf der anderen Seite ein analoger Draht vorhanden sein, oder er muss dort an Erde gehen; in diesem Falle wirkt die Erdung m. E. ebenso als Spiegel, wie v. Geitler ihre Wirkung beim einfachen Marconischen Sendedraht auffasst.

Diese Spiegelung kann aber ebensogut in einer anderen genügend grossen Kapazität vor sich gehen, wie in der Erde. Darum verwendet Braun, soviel ich weiss, eine Zinkplatte. Er erreicht beim Empfänger damit zugleich denselben Vorteil, den Slaby durch seinen am Erdungspunkte des Empfangsdrahtes angelegten zweiten Viertelwellendraht gewinnt, nämlich eine leicht zugängliche und von atmosphärischen Störungen freie Stelle höchster Spannungsamplitude, an die der Kohärer angeschlossen wird.

M. Grübler (Dresden), Zur Festigkeit spröder Körper.[1])

Die Ergebnisse der Fundamentalversuche zur Ermittlung der Zugfestigkeit spröder Körper zeigen keine genügende Übereinstimmung. Die Erklärung dieser Thatsache kann nicht allein in der Heterogenität und dem Anisotropismus des Materials der Versuchskörper gesucht werden, sondern ist nach Ansicht des Vortragenden wesentlich darauf zurückzuführen, dass die Theorie des Deformationsvorganges der beim Versuch thatsächlich stattfindenden Deformation nicht genügend entspricht. Einen von diesem Mangel freien Versuch, nämlich die Deformation eines Kreishohlcylinders durch einen gleichmässig verteilten Innendruck, hat der Vortragende ausgeführt. Die Theorie desselben wurde von Lamé entwickelt; sie führt unter der Voraussetzung homogenen isotropen Materials und der Zugrundelegung des Hookeschen Gesetzes zu dem Resultat, dass die grösste Spannung die Ringspannung an der inneren Begrenzungsfläche des Hohlcylinders ist, für welche Lamé den Ausdruck

$$\sigma_1 = \frac{1 - 2\mu + (1+\mu)\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2}{\left(\frac{r_2}{r_1}\right)^2 - 1} \cdot p_1$$

ableitet. Hierin ist r_1 der innere, r_2 der äussere Radius, p_1 der Innendruck und μ das Verhältnis der Querkontraktion zur Längsdilatation. Ist die Spannung der Dehnung bis zur Bruchgrenze proportional, so würde die Zugfestigkeit $K_2 = max\ (\sigma_1)$ werden und aus vorstehender Formel berechnet werden können, wenn darin für p_1 der Druck gesetzt wird, bei dem das Zerspringen des Hohlcylinders eintritt.

Der zu dem Versuch dienende Apparat besteht in der Hauptsache aus zwei Platten, zwischen denen der Hohlcylinder derart liegt, dass er achsialen Beanspruchungen nicht ausgesetzt ist. Der im Cylinderhohlraum durch eine Flüssigkeit erzeugte Druck wird durch ein Manometer gemessen. Als Versuchskörper dienten 10 Hohlcylinder aus Cementmörtel von $r_1 = 10$ cm innerem, und $r_1 = 15$, bezw. $= 20$ cm äusserem Radius und 10 cm Höhe. Die Versuchsergebnisse stimmten unter Berücksichtigung der ungleichmässigen Beschaffenheit der Versuchskörper befriedigend überein. Biegungsversuche an Prismen, sowie Rotationsversuche an Scheiben aus dem gleichen Material ergaben nahezu die gleichen Festigkeitsziffern; doch sind für einen zuverlässigen Vergleich weitere Versuche an einem möglichst gleichartigen Material nötig.

Mit den Versuchen wurden auf Messungen der Längenzunahme ΔU_2 des äusseren Cylinderumfanges $U_2 = 2\pi r_2$ mittels eines für diesen Zweck konstruierten, sehr empfindlichen Apparates verbunden. Lamé fand

$$\Delta U_2 = \frac{2 U_2 r_1}{E(r_2^2 - r_1^2)} \cdot p_1,$$

worin E der Elastizitätsmodul des Materials ist. Versuche an Hohlcylindern aus Cementmörtel ergaben E nahezu unveränderlich, während bei Sandstein E mit wachsendem p_1 abnahm.

(Eingegangen 8. Oktober 1902.)

(Selbstreferat des Vortragenden.)

---

[1]) Abteilung 3, am 23. September.

J. Billitzer, Bericht über die Sitzungen der Abteilung 4 (Chemie, einschl. Elektrochemie).

Von den Vorträgen, die in der Abteilung für Chemie gehalten wurden, sind folgende für Physiker von Interesse.

v. Haslinger (Prag): Über künstliche Diamanten. Das natürliche Vorkommen von Diamanten in bituminösen Schichten lässt darauf schliessen, dass gelöster Kohlenstoff beim Erkalten der geschmolzenen Massen auskrystallisiert ist. Diesen Prozess nachzuahmen, setzt Vortr. einer Schmelze der Zusammensetzung:

SiO_2	40,3	Proz.
Al_2O_3	9,45	„
K_2O	0,90	„
Na_2O	4,93	„
Fe_2O_3	7,30	„
MgO	21,10	„
CaO	3,48	„

1—2 Proz. Kohlenstoff zu. Das Thermitverfahren liefert beim Aufschliessen der erkalteten Masse einen feinpulverigen Rückstand von kleinen Oktaëderkrystallen, der nur aus Spinell oder Diamant bestehen kann, seine Fähigkeit, Rubin zu ritzen, sein Lichtbrechungsvermögen, sowie seine Fähigkeit, ohne Rückstände zu verbrennen, sprechen jedoch dafür, dass wir es mit Diamanten zu thun haben, die zwar wasserhell sind, jedoch nur die Grösse von 0,05 mm erreichen.

Pribram (Czernowitz): Über ein neues Element. Dem Vortragenden ist es gelungen, aus dem Minerale Orthit ein neues Element, das Austrium, zu isolieren, dessen Spektrum von Exner und Haschek untersucht worden ist. Als Metall abgeschieden stellt es glänzende, braune Krystallblättchen dar, dem Elemente kommt das Atomgewicht 170—175 zu, es dürfte also die Lücke zwischen Thallium und Indium ausfüllen.

H. Goldschmidt (Christiania): Über Katalyse. Es giebt viele chemische Reaktionen, in denen zugesetztes Salz (z. B. $SnCl_4$, $AlCl_3$, $FeCl_3$) als Katalysator wirkt. Die Beschleunigung ist der Konzentration des zugesetzten Körpers proportional, im übrigen von der Natur des Körpers abhängig. Vortr. vermutete, dass diese Katalyse einer Bildung von Zwischenprodukten zuzuschreiben sei und suchte dieser Frage in einem Falle näher zu treten.

Es hat sich gezeigt, dass Natron bei der Reduktion von Nitrobenzol durch Schwefelwasserstoff in der oben beschriebenen Weise als Katalysator wirkt. Verläuft die Reaktion direkt zwischen Schwefelwasserstoff und Nitrobenzol, während der Katalysator durch seine blosse Gegenwart wirkt, so muss sich die Reaktion der Gleichung:

$$V = K \cdot C_{Nitrobenzol}\, C^n_{SH_2} \cdot C_{SH'}$$

unterordnen.

Andererseits kann aber der Katalysator durch Vermehrung der Ionenzahl wirken, indem statt der wenig dissoziierten SH_2, stark dissoziirter $NaSH$ vorhanden ist. Die Reaktion wird dann dargestellt durch:

$$XC_6H_5NO_2 + 6NaSH = XC_6H\,NH_2 + SH_2O$$
$$3Na_2S_2 + 3H_2S = 6NaSH + 3S$$

u. s. w.

Die Bildung der $NaSH$ findet mit überaus grosser Geschwindigkeit statt und der Reaktionsverlauf muss der Gleichung:

$$V = C_{Nitrobenzol}\, C_{SH'}$$

folgen.

Entspricht die Reaktion dem ersten Schema, so muss Verdoppelung der Schwefelwasserstoff-Konzentration auch die Geschwindigkeit verdoppeln, im zweiten Falle wird die Änderung der Konzentration kaum von Einfluss sein, das sie eine Zwischenreaktion beeinflusst, die auf jeden Fall noch mit überaus grosser Geschwindigkeit sich abspielt.

Das Experiment hat nun ergeben, dass die Reaktionsgeschwindigkeit in der That von der Konzentration des Schwefelwasserstoffes soviel wie unabhängig ist und damit ist es in einem Falle gelungen, durch rein physikalisch-chemische Betrachtungen die Abspielung von Zwischenstationen zu konstatieren.

van't Hoff (Charlottenburg): Über die künstliche Darstellung von Kaliumborit. Nach seiner bekannten Methode hat der Vortragende die Bedingungen studiert, unter denen bestimmte Doppelsalze ausfallen und es gelingt ihm, nach denselben Prinzipien auch Minerale, die in der Natur sich bilden, aus bestimmt zusammengesetzten Lösungen bei bestimmter Temperatur auskrystallisieren zu lassen.

Ladenburg (Breslau): Über Ozon. Der Vortragende hat das Molekulargewicht des Ozons auf zwei Wegen neu bestimmt. Erstlich durch fraktionierte Destillation aus flüssiger Luft, indem er den Ozongehalt jodometrisch bestimmt, zweitens indem er einen Ballon mit ozonisierter Luft füllt, wägt, sodann unter Terpentinöl bekannten spez. Gewichtes öffnet und nochmals wägt. Im Mittel erhält man: Molekulargew. O_3 : 47,8 (theor. 48,0). Ferner beschreibt er die Bedingungen, welche für die Bildung des Ozons günstig sind.

In der Dikussion erwähnt Nernst, dass die Begünstigung der Ozonbildung bei bestimmter Stromstärke wohl daher rühre, dass das Induktorium bei dieser Stromstärke eben am besten arbeite.

Wagner (Leipzig): Zur Isomerie der Cyanverbindungen. Bekanntlich bilden sich bei der Einwirkung von Jodalkylen auf Metallcyaniden zuweilen Nitrite, in anderen Fällen aber Isonitrate. Aus der Entstehung dieser verschiedenen Produkte ist schon mehrmals auf

die Verschiedenheit des verwendeten Salzes zurückgeschlossen worden. Vortr. ist es gelungen, die Existenz derselben nachzuweisen: dem gewöhnlichen, reinweissen monomolekularen Silbercyanid entspricht ein $AgAg(Cn)_2$, das etwas gefärbt und lichtempfindlicher ist. Ihm entsprechen Ester der Cyanwasserstoffsäure der Form $C_2H_5Ag(Cn)_2$. Nach der Siedepunktsmethode gelang es gleichfalls, beide Salze zu unterscheiden: das erste besitzt das Molekulargewicht 134, das zweite etwa 268. Das monomolekulare Salz ist etwas löslicher, immerhin schwerer löslich wie $AgCl$. Die Verschiedenheit der Salze ist demnach nachgewiesen und es ist wahrscheinlich gemacht worden, dass die bimolekulare Verbindung ein Salz der Silbercyanwasserstoffsäure $Ag(CN)_2H$ vorstellt.

Analoge Verschiedenheiten können bei anderen Salzen auftreten, so z. B. beim Quecksilberchlorid $HgCl_2$ neben $HgHgCl_4$, welch letzteres ein Salz der Säure H_2HgCl_4 vorstellt etc.

Panzer (Wien): Über den Einfluss des Lichtes auf die Oxydation von Arsen an feuchter Luft. Der Vortragende hat beobachtet, dass Arsenspiegel, die bei der Bestimmung von Arsen im Marshschen Apparate gebildet werden, unter dem Einflusse des Sonnenlichtes an der Luft mit Hinterlassung eines ganz schwachen weissen Belages nach wenigen Tagen verschwinden.

Genauere Untersuchungen haben gezeigt, dass der Spiegel im Dunkeln sowohl wie in einer Wasserstoffatmosphäre noch nach Monaten erhalten blieb und dass er ebenso in völlig wasserfreier Luft (durch P_2O_5 getrocknet) nicht verschwindet. Wir haben daher hier einen neuen Fall einer langsamen Oxydation, die durch Licht und Feuchtigkeit ausserordentlich beschleunigt wird.

R. Wegscheider (Wien): Über die Veresterung unsymmetrischer Dicarbonsäuren. Die Untersuchung der Veresterung unsymmetrischer Dicarbonsäuren hat ergeben, dass der Einfluss der Konstitution auf die Veresterung nicht allgemein mit der Stärke der Carboxyle in Zusammenhang gebracht werden kann. Wohl aber tritt ein solcher Zusammenhang bei bestimmten Darstellungsmethoden von Estern und zwar bei der Einwirkung von Alkyljodiden auf saure Salze und von Alkoholen auf Säureanhydride auf. Es ist daher die Annahme einzuschränken, dass bei jedem Reaktionstypus nur eine bestimmte Eigenschaft der Substituenten massgebend ist, vielmehr superponieren sich die negativierende und die sterische Wirkung und ausserdem sind noch andere Konstitutionseinflüsse zu berücksichtigen.

R. Wegscheider (Wien): Über die Veresterung von Sulfonsäuren und Sulfocarbonsäuren. An der Sulfogruppe ist die Veresterungsgeschwindigkeit mit Alkoholen und HCl gegenüber der Verseifungsgeschwindigkeit sehr klein. Die Verseifungsgeschwindigkeit durch Wasser ist bei Sulfonsäureestern viel grösser als bei vergleichbaren Carbonsäureestern: Wasserstoffionen wirken nicht als Katalysatoren. Sulfonsäureester werden durch Alkohole rasch verseift. Demgemäss erhält man aus Sulfocarbonsäuren bei Gegenwart von Alkoholen jene Estersäure, in der das Carboxyl verestert ist, die gleiche Estersäure entsteht aus den Neutralestern durch Wasser oder Alkohol.

Neubauer (Basel): Über das Verhalten ungesättigter Verbindungen gegen Osmiumtetroxyd. Osmiumtetroxyd, ein wasserhelles Salz, schwärzt sich sofort bei der Gegenwart ungesättigter Verbindungen. Da es, wie Vortr. ferner in Gemeinschaft mit Langstein gefunden hat, nur sehr träge oder gar nicht auf reduzierende Körper (z. B. Aldehyd, Ameisensäure u. s. w.) einwirkt, haben wir ein wertvolles Reagens auf Doppelbindungen damit gewonnen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 2. 15. Oktober. 1902. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 3 am 22. Oktober 1902.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zeitliche Gewichtsänderungen radioaktiver Substanz.

Von Adolf Heydweiller.

In Verfolg der Untersuchungen über Gewichtsänderungen bei chemischer und physikalischer Umsetzung[1]) wurde die Gewichtskonstanz radioaktiver Substanz geprüft, um festzustellen, ob die beobachteten Gewichtsänderungen etwa in einem Zusammenhange mit den Erscheinungen der Radioaktivität stehen könnten.

5 g radioaktiver Substanz von de Haën in List-Hannover[2]) mit der Bezeichnung „konzentriert" und sehr erheblicher Aktivität wurden in ein Röhrchen aus alkalifreiem Jenenser Glase 477^{III} von 0,7 cm lichter Weite und 13 cm Länge eingeschlossen und ihr Gewicht mit einem gleichen Röhrchen voll Glasstücken von nahe demselben Gewicht und Volumen mehrere Wochen hindurch verglichen.

Das Ergebnis war ein überraschendes. Es zeigte sich ein kontinuierlich wachsender Gewichtsunterschied, einer Gewichtsabnahme der radioaktiven Substanz um etwa 0,02 mgr in 24 Stunden entsprechend. Über die Einzelheiten der Untersuchung, die noch mehrfach Interessantes bieten, wird an anderer Stelle ausführlich berichtet werden. Die gesamte bisher beobachtete Gewichtsänderung beträgt bereits nahe $^1/_2$ mgr.

Herr H. Becquerel hat die von radiumhaltiger Substanz abgegebene Energiemenge berechnet[3]) aus seinen Beobachtungen der elektrischen Ablenkung der Radiumstrahlen und den Bestimmungen der abgegebenen Elektrizitätsmengen durch Herrn und Frau Curie.[1]) Er geht dabei von der Hypothese aus, dass die Radiumstrahlen aus fortgeschleuderten elektrisch geladenen materiellen Teilchen bestehen; aber es ist wichtig zu bemerken, dass die Berechnung von dieser Hypothese nicht abhängig ist. Er kommt zu dem Ergebnis, dass sein Präparat an magnetisch ablenkbaren Strahlen eine Energiemenge von 5 *Erg* auf 1 cm^2 Oberfläche in 1 Sek. abgiebt, und ferner, dass die Masse der ausgestrahlten Teilchen erst in einer Milliarde Jahre gleich 1 mg werde. Bei dem letzten Schluss ist wieder von der erwähnten Hypothese Gebrauch gemacht, und weiter stillschweigend vorausgesetzt, dass die Energie der Strahlung, d. h. die kinetische Energie der fortgeschleuderten Teilchen von der inneren Energie der Substanz geliefert werde.

Man kann aber auch eine andere Rechnung ausführen. Mein Präparat besitzt in dem Röhrchen, das es etwa zur Hälfte ausfüllt, eine Oberfläche von über 20 cm^2 (die pulverförmige Substanz als zusammenhängendes Ganzes betrachtet); unter der noch zu prüfenden Voraussetzung einer ähnlichen Aktivität, wie die der Becquerelschen Substanz, würde es also in 1 Sek. über 100 *Erg*, in einem Tage 10^7 *Erg* an ablenkbaren Becquerelstrahlen aussenden.

Die beobachtete Gewichtsverminderung in demselben Zeitraum beträgt 0,02 mg, deren potentielle Gravitationsenergie im Erdfelde gleich etwa $1,2 \cdot 10^7$ *Erg* ist.

Diese Übereinstimmung der Grössenordnung drängt den Schluss auf, dass bei der Radioaktivität eine direkte Umwandlung potentieller Gravitationsenergie in Radioenergie auftritt;

1) A. Heydweiller, Diese Ztschr. **1**, 527, 1900; Ann. d. Phys. **5**, 394, 1901.
2) Vergl. F. Giesel, Wied. Ann. **69**, 91, 1899.
3) H. Becquerel, Rapports au congrès intern. de phys. Paris 1900, **3**, 73.

1) P. Curie und Mme Curie, ebenda 106.

und dieser Schluss ist nicht befremdlich, wenn man sich auf den Boden von Lord Kelvins Ätherwirbel-Atomtheorie oder einer ähnlichen Hypothese stellt, scheint vielmehr geeignet, derartige Anschauungen zu stützen. Er ist auch in Übereinstimmung mit den neuesten Anschauungen über die Radioaktivität, wonach diese auf Vorgänge im Atom und nicht auf solche im Molekül zurückzuführen ist.[1])

1) Vergl. P. Curie und Mme Curie, Rapports 3, 83, 1900 und E. Rutherford und F. Soddy, Phil. Mag. (6) 4, 370, 1902.

Phys. Institut d. Universität Münster, 1. Okt. 1902.

(Eingegangen 2. Oktober 1902.)

Über Ausströmversuche mit gesättigtem Wasserdampf.

Von Viktor Blaess.

Von seiten der Physik wie der wissenschaftlichen Technik beschäftigt man sich zur Zeit in eingehender Weise mit Versuchen, die den Zweck haben, uns nach Möglichkeit über die Ausströmungserscheinungen kompressibler Flüssigkeiten aufzuklären.

Bei der wechselseitigen Beziehung beider Disziplinen ist es gerade die Technik, welche heute diesem besonderen Gebiete der Naturforschung reges Interesse entgegenbringt, teils um die Ergebnisse der theoretischen wie praktischen Untersuchungen auf den jetzt mächtig aufstrebenden Dampfturbinenbau anzuwenden, teils um sich über schon ältere Fragen Aufklärung zu verschaffen, die sich auf die mannigfachen technischen Anwendungen kompressibler Flüssigkeiten beziehen, wobei hier z. B. nur an die Einströmung des Dampfes in den Arbeitscylinder der Dampfmaschinen erinnert werden mag.

Die bekannten Arbeiten der beiden französischen Ingenieure de Saint-Venant und Wantzel schon aus dem Jahre 1839, ferner die Untersuchungen von Holtzmann, Zeuner, Mach etc. und in neuerer Zeit von R. Emden haben uns über die Ausströmungserscheinungen der permanenten Gase aufgeklärt und gezeigt, welch seltsame Bedeutung Schallgeschwindigkeit und Schallwellen in dem, unter gewissem Drucke ausströmenden Gasstrahle haben.

In folgendem seien einige Versuche mitgeteilt, die sich auf das Ausströmen trockengesättigten Wasserdampfes beziehen und die auf Anregung von Herrn Prof. M. F. Gutermuth, mit dessen fördernder Unterstützung, im Laboratorium der Technischen Hochschule zu Darmstadt ausgeführt wurden. Hierbei soll auch auf eine bemerkenswerte Eigenschaft hingewiesen werden, die sich auf die Geschwindigkeitsformel bezieht

$$w = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

worin, wie bekannt p_1 der Druck vor der Mündung, im Ausströmgefäss, p der Druck nach der Mündung, im Aufnahmegefäss ist und k eine Konstante bedeutet, welche z. B. für Luft den Wert 1,41 hat und für gesättigten Wasserdampf bei 1,135 der Wirklichkeit entsprechende Werte ergiebt.

Der Grundgedanke der Versuchsanordnung war folgender:

Der den Betriebskesseln der Kraft- und Lichtcentrale entnommene Wasserdampf wurde dem in einiger Entfernung aufgestellten Versuchsapparate durch eine Rohrleitung zugeführt und hier durch eine Drosselvorrichtung, ehe er in das Ausströmgefäss und von da durch eine auswechselbare Düse in das Aufnahmegefäss übertrat, um einige Grad überhitzt, um mit Sicherheit die durch unvermeidliche Abkühlung entstehende Dampfnässe zu beseitigen. Das Aufnahmegefäss stand durch ein Regulierventil mit einem Oberflächenkondensator in Verbindung, der den zu Wasser verdichteten Dampf durch einen Ablauf nach aussen beförderte.

Durch genanntes Ventil und durch ein Zuleitungsventil war man imstande, je vor und hinter der Düse in beliebiger Weise konstante Spannung unterhalb 9 Atm. abs. (dem Kesseldruck) einzustellen, so dass man mit jeder beliebigen Druckkombination im Bereich von 0—9 Atm. arbeiten konnte.

Die Beobachtungsinstrumente, geeichte Thermometer und Kontroll-Manometer waren in kurzen Entfernungen vor und hinter der Düse angebracht, hinter welcher auch ein Schauglas vorgesehen war, das in bequemer Weise den austretenden Dampfstrahl zu beobachten gestattete.

Die durch die Düse ausgeströmte Dampfmenge, welche sich aus dem Gewicht des Kondensationswassers ergab, wurde von 10 zu 10 Minuten gewogen und dabei die nötigen Kontrollablesungen vorgenommen. Das bei bestimmten Drucken p_1 und p ausgeströmte sekundliche Dampfgewicht ergab sich dann als Durchschnitt der während einer Stunde gelieferten Gesamtwassermenge. (Fig. 1.)

In beistehender Fig. 1 sind nun die mit der Düse a gefundenen Resultate graphisch aufgetragen. Da sowohl der Druck p_1 im Ausströmgefäss, wie der Druck p im Aufnahmegefäss geändert werden konnte, ergab sich ein Untersuchungsfeld, das im vorliegenden Falle durch Kurven festgestellt wurde, die das Dampfgewicht als Funktion des Aufnehmerdruckes, bei konstantem Drucke p_1 anzeigen.

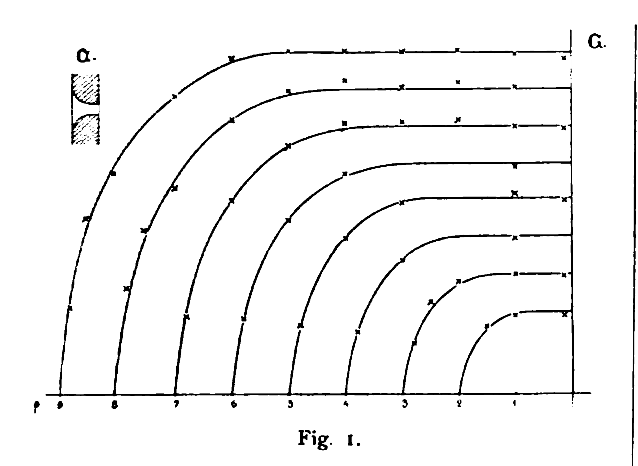


Fig. 1.

Der Verlauf dieser Gewichtskurven bestätigt die merkwürdige, bekanntlich auch bei Gasen beobachtete Erscheinung, dass von einem gewissen Druckverhältnis an abwärts die Ausflussmenge unabhängig vom Druck im Aufnahmegefäss ist und selbst bei Vakuum (hier 9 cm Quecksilbersäule) unverändert bleibt. Dieses sogenannte kritische Druckverhältnis, das sich theoretisch zu

$$\frac{p}{p_1} = 0{,}58$$

ergiebt, zeigt auch hier bei demselben Wert den Beginn des horizontalen Verlaufs an.

Vergleicht man die Gewichtskurven unter sich, so kommt man zu dem Ergebnis, dass unverkennbar geometrische Ähnlichkeit besteht. Diese Erscheinung kann man sich erklären, wenn man berücksichtigt, dass die Grenzkurve für Wasserdampf in dem hier vorkommenden Druckintervall ähnlichen Verlauf einer gleichseitigen Hyperbel hat, und demzufolge angenähert durch die Gleichung

$$p v = c$$

dargestellt werden kann.

Da nach der Formel für das sekundäre Ausströmgewicht

$$G = F \sqrt{\frac{2gk}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

bei konstantem Druckverhältnis $\frac{p}{p_1}$

$$G = c_1 \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$$

ist, und

$$v = \frac{c}{p_1}$$

so findet man

$$G = c_1 \sqrt{\frac{p_1^2}{c}} = c_2 p_1$$

oder

$$\frac{G}{p_1} = \text{const.},$$

d. h. es ist auch

$$\frac{G}{p} = \text{const.},$$

woraus man in der That die Ähnlichkeit der Gewichtskurven erkennt.

Diese Beobachtung wurde an allen Düsen gemacht, so verschieden die Ergebnisse auch sonst sein mochten.

In Fig. 2 sind die Ausflussmengen zweier verschiedener Düsen bei 9 Atm. Spannung vergleichsweise zusammengestellt (Fig. 2):

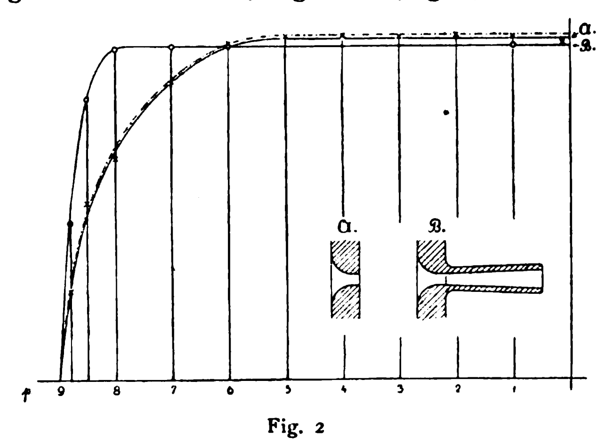


Fig. 2

Die punktierte Linie ist die ideelle, aus Gl. I berechnete Gewichtskurve, während A und B durch die entsprechenden Düsen experimentel gefunden wurden.

Aus der Darstellung erkennt man, dass während die Düse A der theoretischen Forderung reibungslosen und adiabatischen Durchlasses ziemlich nahe kommt, die Düse B dagegen eine von dieser abweichenden Gewichtskurve ergiebt, derart, dass sie das maximale Ausströmgewicht schon bei viel höherem Drucke, wie der Theorie entspricht, liefert.

Diese merkwürdige Erscheinung erklärt sich offenbar durch die saugende Wirkung des Dampfstrahles, der in der Düse einen Unterdruck schafft, gegenüber der Spannung im Aufnahmegefäss, so dass schon bei 7,9 Atm. im äusseren Raum das kritische Druckverhältnis in dem konisch-divergenten Fortsatz erreicht ist.

Diese Düse, welche bei der de Lavalschen Dampfturbine zur Anwendung kommt, soll nach der Theorie von Zeuner[1]) bewirken können, dass der Dampf eine Geschwindigkeit von 900—1100 m/sek. annimmt, ehe er dann auf das, bei normaler Tourenzahl mit ungefähr 20000 Umdrehungen pro Minute laufende Turbinenrad auftrifft.

Diese Anschauung steht jedoch im Gegensatz zum Prinzipe der Schallgeschwindigkeit, welches in neuester Zeit in ausführlicher Weise

1) Dr. G. Zeuner, „Vorlesungen über Theorie der Turbinen“, Leipzig 1899.

analytisch und experimentell von R. Emden[2]) behandelt wurde.

In folgendem soll noch als Beitrag hierzu eine nicht uninteressante Eigenschaft der Geschwindigkeitskurve gekennzeichnet werden, welche zur Beurteilung obiger Frage dienlich sein kann:

Die Diskussion der Ausflussformeln

$$1)\quad G = F\sqrt{\frac{2gk}{k-1}\frac{p_1}{v_1}\left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}$$

$$2)\quad w = \sqrt{\frac{2gk}{k-1}p_1 v_1\left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}$$

ergiebt aus Gleichung (1), dass für $p = p_1$ die Gewichtsmenge, wie zu erwarten, $= 0$ ist. Setzt man aber $p = 0$, so erhält man ebenfalls $G = 0$.

Schon de Saint-Venant und Wantzel schlossen hieraus richtig, dass der in Fig. 3 dargestellte Kurvenast MO der theoretischen Gewichtskurve ungültig, und deren natürlicher Verlauf vom Maximum M aus horizontal sei.

Den Beginn des horizontalen Verlaufs erhält man durch die Bedingung des Maximums

$$\frac{dG}{dp} = 0.$$

Setzt man den hieraus gefundenen Wert

$$p = p_1\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k+1}}$$

in Gleichung (2) ein, so erhält man, wie bekannt, die Schallgeschwindigkeit.

Diese Grösse steht aber noch in einer ganz direkten Beziehung zur Geschwindigkeitsgleichung und kann, wie folgt, ohne Zuhilfenahme der Gleichung (1) gefunden werden:

Geht man von den Eulerschen hydrodynamischen Grundgleichungen aus:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = X - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} = Y - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u\frac{\partial w}{\partial x} + v\frac{\partial w}{\partial y} + w\frac{\partial w}{\partial z} = Z - \frac{1}{\varrho}\frac{\partial p}{\partial z},$$

welche, unter der Annahme eines, ohne Einwirkung äusserer Kräfte sich bewegenden stationären Strahles, die einzige Gleichung liefern

$$w\frac{dw}{dz} = -\frac{1}{\varrho}\frac{dp}{dz},$$

so erhält man, wenn man hierzu noch die Bedingung adiabatischen Verlaufes annimmt,

$$pv^k = p_1 v_1{}^k = c^k,$$

und unter Berücksichtigung von

$$v = \frac{1}{g\varrho}$$

2) Dr. Rob. Emden, „Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase", Leipzig 1899.

diese beiden Gleichungen kombiniert:

$$3)\quad w\frac{dw}{dp} + \frac{gc}{p^{1/k}} = 0,$$

welches die Differentialgleichung für die Strömungsgeschwindigkeit ist und woraus durch eine einfache Integration die Gleichung (2) gefunden wird.

Differenziiert man die Gleichung (3) nach p, so folgt

$$w\frac{d^2w}{dp^2} + \left(\frac{dw}{dp}\right)^2 - \frac{gc}{kp^{k+1}} = 0,$$

und setzt man hier

$$\frac{d^2w}{dp^2} = 0,$$

so ergiebt sich nach kurzer Umformung

$$w = \sqrt{\frac{kp}{\varrho}},$$

also in diesem Falle für die Strömungsgeschwindigkeit: die Geschwindigkeit des Schalles.

Bestimmt man aus Gleichung (2)

$$\frac{d^2w}{dp^2}$$

bei konstantem p_1, v_1, so erhält man, wenn man der Kürze wegen setzt

$$\left(\frac{2gk}{k-1}p_1 v_1\right)^{1/2} = a$$

$$\frac{k-1}{k} = c$$

$$\frac{p}{p_1} = x$$

$$\frac{d^2w}{dp^2} = -\frac{a}{2}\left[\frac{c}{2}x^{c-1}\left(1 - x^c\right)^{-3/2} c x^{c-1} + \left(1 - x^c\right)^{-1/2} c(c-1)x^{c-2}\right].$$

Sucht man denjenigen Wert von $p = xp_1$, welcher

$$\frac{d^2w}{dp^2} = 0$$

macht, so erhält man

$$p = p_1\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

also denselben Wert, der sich auch aus

$$\frac{dG}{dp} = 0$$

berechnet.

Beachtet man nun die analytische Bedeutung von

$$\frac{d^2w}{dp^2} = 0,$$

welches die Bedingung eines Wendepunktes ist, so kommt man zu dem bemerkenswerten Ergebnis, dass die Schallgeschwindigkeit da auftritt, wo die Kurve gerade eine andere Wendung beginnt.

Wie nun bei Gasen und Dämpfen experimentell erwiesen, hat die theoretische Gewichtskurve vom Maximum M bis zu O keine physikalische Bedeutung und tritt an deren Stelle die Horizontale MN (Fig. 3).

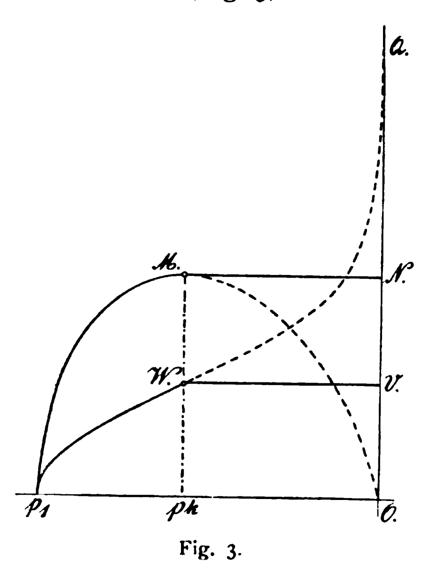


Fig. 3.

Hieraus kann man folgern, dass auch die zugeordnete theoretische Geschwindigkeitskurve vom Wendepunkt W bis zu Q keine Bedeutung hat und ebenfalls die Horizontale WV an deren Stelle tritt.

Hierdurch kommt man aber auf das zuerst von C. Holtzmann ausgesprochene Prinzip der Schallgeschwindigkeit, das besagt, dass kompressible Flüssigkeiten nie eine höhere Geschwindigkeit als Schallgeschwindigkeit erlangen können.

Der Kurvenast WQ wird häufig, wie aus Lehrbüchern zu ersehen ist, irrtümlicherweise für gültig gehalten, und entsprechen auch die von Zeuner berechneten hohen Dampfgeschwindigkeiten bis zu 1100 m/sek. in seiner Theorie der de Laval-Düse diesem falschen Kurvenast.

Aus dem Grunde, und gemäss den Versuchsergebnissen der Düse B, wonach man an der saugenden Wirkung des Dampfstrahles erkennt, dass auch die Voraussetzung Zeuners bezüglich der Anpassung des Dampfes an die konische Düsenform nicht erfüllt ist, muss man entgegen der Ansicht von Zeuner und de Laval zu der insbesondere für die Theorie der Dampfturbine bedeutsamen Erkenntnis kommen, dass sich auch selbst durch eine de Laval-Düse keine grössere Dampfgeschwindigkeit als 400—450 m/sek. erzielen lässt.

Darmstadt, im August 1902.

(Eingegangen 14. September 1902.)

Eine Hypothese über die Natur der Sonnenprotuberanzen.

Von W. H. Julius.

Die Einführung des Prinzips der anomalen Dispersion in die Sonnenphysik ermöglicht es, sich eine neue Vorstellung von der Konstitution der Sonne zu bilden, aus der u. a. eine grosse Zahl von Eigentümlichkeiten der Protuberanzen sich notwendig ergeben, die es bisher unmöglich gewesen ist, in befriedigender Weise aus anderen physikalischen Gesetzen abzuleiten. Dies will ich im folgenden darlegen.

In meiner im Jahre 1900 veröffentlichten Arbeit über „Sonnenphänomene als Folgen anomaler Dispersion des Lichtes betrachtet"[1]) schlug ich folgende Hypothese mit Bezug auf den Teil der Sonnenatmosphäre vor, der ausserhalb der sogenannten Photosphäre liegt:

„Die verschiedenen Elemente, auf deren Vorhandensein in dieser Atmosphäre nach den Spektralbeobachtungen geschlossen wurde, sind in derselben viel weiter verbreitet, als man, sich auf das Aussehen der chromosphärischen Gebilde stützend, allgemein angenommen hat; sie können überall vorhanden sein, bis zu grossen Entfernungen ausserhalb der Photosphäre, und trotzdem ist es möglich, dass sie nur an einzelnen Stellen sichtbar sind; ihre eigene Strahlung trägt verhältnismässig wenig zu ihrer Sichtbarkeit bei (vielleicht mit einigen wenigen Ausnahmen); die Entfernungen, in denen das charakteristische Licht dieser Substanzen ausserhalb der Sonnenscheibe dem Auge erscheint, sind hauptsächlich durch ihre örtlichen Dichteverschiedenheiten und ihr Vermögen, anomale Dispersion hervorzurufen, bestimmt."

Wie wir uns nun den Zustand der Materie innerhalb der Photosphäre vorzustellen haben, wurde dort nicht in Erwägung gezogen. Unsere Vorstellung von dem Ursprung des Lichtes der Chromosphäre wurde von allen speziellen Annahmen in betreff der Natur der Photosphäre frei gehalten. Nur insoweit, als das Prinzip von der anomalen Dispersion zur Erklärung der bei Sonnenflecken[2]) beobachteten Spektralerscheinungen benutzt wurde, mussten wir auf A. Schmidts Theorie[3]) zurückgreifen, nach der die Sonne eine unbegrenzte Gasmasse ist, so dass die anscheinende Oberfläche der Photosphäre nicht als wirkliche Grenzfläche eines Körpers, sondern als einer „kritischen Sphäre" entsprechend anzusehen ist, welche durch die Eigenschaft be-

1) Sitzungsberichte der Kon. Akad. v. Wetensch. te Amsterdam, VIII, 510—523 (24. Febr. 1900). Diese Zeitschr. **2.** 348—353 und 357—360, 1901. Man sehe besonders S. 358.
2) l. c. S. 359.
3) A. Schmidt, Die Strahlenbrechung auf der Sonne. Ein geometrischer Beitrag zur Sonnenphysik. Stuttgart 1891.

stimmt ist, dass ihr Radius dem Krümmungsradius der durch einen Punkt ihrer Oberfläche gehenden Horizontalstrahlen gleichkommt.

Jetzt wollen wir jedoch bei der Ausarbeitung des Problems von der Natur der Chromosphäre und der Protuberanzen gleichfalls als Ausgangspunkt die erste der drei Thesen wählen, in denen Schmidt die Hauptpunkte seiner Theorie zusammenfasst. Demgemäss nehmen wir an, dass die Sonne eine unbegrenzte Gasmasse ist, in der Dichte und Leuchtkraft (abgesehen von örtlichen Unregelmässigkeiten) allmählich vom Mittelpunkt nach aussen hin abnehmen. Aber unsere Vorstellung von den Eigenschaften und der Zusammensetzung dieses Gaskörpers kann in gewisser Hinsicht viel einfacher sein, als es der Fall wäre, wenn wir in allen Punkten uns an die Schmidtsche Theorie anlehnten.

Schmidt erklärt nämlich den Rand der Sonnenscheibe nach den Gesetzen der regelmässigen Refraktion (oder Strahlenkrümmung) in einem geschichteten Medium, und auch die Protuberanzen auf Grund von „Schlieren-Refraktion"[1]; um jedoch dem Umstande Rechnung zu tragen, dass sowohl das Licht, das von den Protuberanzen ausgeht, als auch das Chromosphärenlicht nicht weiss ist, sondern ein helles Linienspektrum wechselnden Aussehens zeigt, nimmt er an, dass der (unterhalb der kritischen Sphäre liegende) stark strahlende Teil der Gasmasse in seinen äusseren Schichten so zusammengesetzt ist, dass dort die Materie fast ausschliesslich Wasserstoff-, Calcium- und Heliumlicht aussendet, während die Natrium-, Magnesium-, Titan- und Eisenstrahlungen nach dieser Annahme in den tieferen Schichten erzeugt werden, u. s. w.[2] Wir führen hingegen die anomale Dispersion ein und sind so zu der Annahme berechtigt, dass **innerhalb des ganzen Gaskörpers, sowohl im Inneren der kritischen Sphäre als ausserhalb derselben, die verschiedenen Elemente durchaus innig gemischt sind** (wobei zugegeben wird, dass in der Mischung die Menge von Stoffen grösseren spezifischen Gewichts mit der Tiefe zunehmen muss). Denn überall dort, wo durch Strömungen, Wirbel etc. örtliche Dichteverschiedenheiten in der Mischung hervorgerufen werden, sind die Bedingungen für unregelmässige Strahlenbrechung gegeben, und es ist augenscheinlich, dass besonders diejenigen Bestandteile der Mischung, welche ein besonders hohes Dispersionsvermögen für gewisse Wellenlängen des durchgelassenen Lichtes besitzen, ihr Vorhandensein selbst auf grosse Entfernungen von der Sonnenscheibe hin offenbaren werden, während andere Substanzen zwar gleichfalls an denselben Stellen vorhanden sind, daselbst aber unsichtbar bleiben. Auf diese Weise lässt sich eine rein optische Erklärung von dem Umstande geben, dass die verschiedenen Gase der Sonne **gesondert gesehen** werden, wenn wir auch annehmen, dass dieselben innig gemischt sind.

Und sicherlich ist letztere Annahme bei weitem die einfachere; sie folgt sogar mit Notwendigkeit aus der Grundvorstellung, dass die Sonne als eine rotierende, wärmestrahlende Gasmasse betrachtet werden kann, denn in einem solchen Körper muss eine fortwährende Mischung der konstituierenden Teile stattfinden.

Vor einigen Monaten ist der allgemeine Charakter der in einer gasförmig gedachten Sonne vor sich gehenden Bewegung von R. Emden[1]) diskutiert worden. Derselbe wendet auf die Sonne dieselben mathematischen Schlussfolgerungen an, die von Helmholtz zur Erforschung der Bewegungsart erdacht worden sind, welche in unserer Erdatmosphäre sich aus dem vereinten Einfluss der Wärmewirkung der Sonne und der täglichen Rotation ergeben muss.[2] Wenn auch Emden die Gassonne als von einer wohldefinierten Fläche begrenzt annimmt und insoweit sich den herrschenden Anschauungen über die Konstitution dieses Himmelskörpers anschliesst, so sind doch seine mathematischen Formeln völlig unabhängig von dem Vorhandensein einer Grenzfläche und lassen sich daher in vollem Masse auf eine Sonne, wie die hier betrachtete, anwenden.

Infolge von Ausstrahlung kühlen sich die äusseren Schichten am schnellsten ab; sie sinken nach innen und werden durch aufsteigende heissere Gase ersetzt, so dass, wenn die Sonne nicht rotierte, wir nur radiale Konvektionsströme erwarten könnten. Die Rotation der Sonne verändert jedoch diese Bewegungsform vollständig; die Winkelgeschwindigkeit der absteigenden Massen nimmt zu, während die der aufsteigenden Massen abnimmt: man kann so nebeneinander Gasschichten von verschiedener Dichte antreffen, die mit verschiedener Geschwindigkeit rotieren.

Helmholtz hat gezeigt, dass eine gewisse Zeit lang derartige Gasschichten nebeneinander strömen können und durch eine soge-

1) A. Schmidt, Erklärung der Sonnenprotuberanzen als Wirkungen der Refraktion in einer hochverdünnten Atmosphäre der Sonne. Sirius XXIII, S. 97—109, Mai 1895.

2) Wie aus einer Arbeit in dieser Zeitschrift **3**, 259 261, betitelt: „Über die Doppellinien im Spektrum der Chromosphäre", hervorgeht, bleibt Schmidt dabei, sich an diese Vorstellung anzulehnen, auch nachdem er die Möglichkeit einer Erklärung des Lichtes der Chromosphäre auf Grund von anomaler Dispersion in Betracht gezogen hat. Ich werde an anderer Stelle die von Herrn Schmidt geäusserten Bedenken näher besprechen.

1) R. Emden, Beiträge zur Sonnentheorie, Ann. d. Physik (4) **7**, 176—197, 1902.

2) H. von Helmholtz, Gesammelte Abhandlungen **1**, 146, **3**, 287 – 35.

nannte Unstetigkeitsoberfläche (d. h. eine Oberfläche, bei deren Passieren die Werte für Geschwindigkeit und Dichte sprungweise Änderungen erfahren) scharf getrennt bleiben; allmählich versetzt jedoch die Reibung diese Oberfläche in eine Wellenbewegung; die Wellen schreiten mit der schneller beweglichen Schicht vor, werden steiler, hängen über und brechen sich, wobei sie Wirbel bilden; auf diese Weise wird durch die Mischung der anliegenden Teile der beiden Schichten eine neue Schicht zwischen ihnen gebildet, deren Eigenschaften zwischen den entsprechenden Eigenschaften der ursprünglichen Schichten die Mitte halten.

Aus den Bedingungen der Aufgabe können wir die Lage der Unstetigkeitsflächen ableiten. Dies ist von Helmholtz bezüglich der Luftströmungen unserer Atmosphäre und von Emden für die rotierenden Schichten der Sonne ausgeführt worden. Letzterer kommt zu dem Schlusse, dass auf der Sonne die Unstetigkeitsflächen im grossen und ganzen die auf beigefügter Zeichnung (Fig. 1) dargestellte Form haben müssen, welche an Rotationshyperboloide erinnert.[1])

In jeder ringförmigen Schicht, die von zwei aufeinander folgenden Unstetigkeitsflächen begrenzt ist, ist das Rotationsmoment der Masseneinheit ($\Omega = \omega r^2$) sowohl als die sogenannte potentielle Temperatur Θ konstant; aber in einer darauffolgenden Schicht, die von der Sonnenachse ferner ist, hat Ω einen grösseren und Θ einen kleineren Wert. Innerhalb jeder Schicht besteht ein Geschwindigkeitspotential, aber an den Grenzflächen ändert sich die Lineargeschwindigkeit diskontinuierlich, und zwar nimmt die Differenz zwischen den Geschwindigkeiten auf beiden Seiten einer und derselben Trennungsfläche in dem Masse zu, wie diese Fläche sich der Achse nähert.

Die in den Trennungsflächen gebildeten Wellen rücken in der Rotationsrichtung fort und wenn dieselben, nachdem sie steiler und steiler geworden sind, sich schliesslich brechen, so sind die Achsen der entstehenden Wirbel senkrecht zu der Bewegungsrichtung der Wellen, d. h. sie fallen mit den Meridianlinien der Unstetigkeitsflächen zusammen.

Deshalb geben die Kurven in unserer Figur auch eine Vorstellung von der Lage der Wirbelachsen.

Aus der Theorie ergiebt sich, wie wir bereits erwähnt haben, dass an jeder bestimmten Unstetigkeitsfläche der Geschwindigkeitssprung bei geringer Entfernung von der Sonnenachse

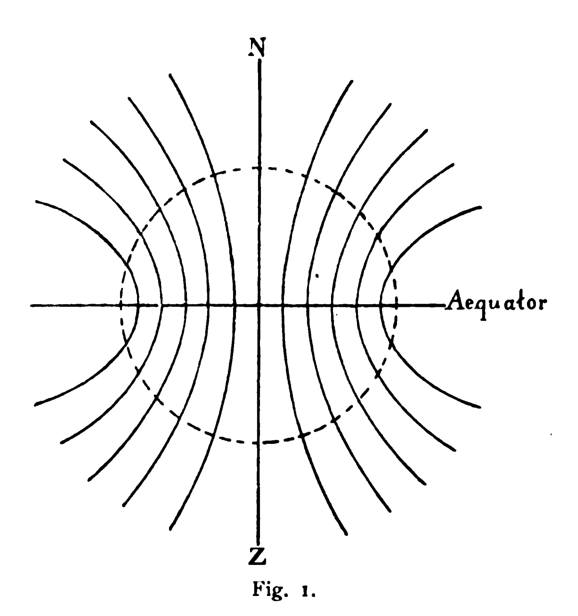


Fig. 1.

grösser ist als bei bedeutender; deswegen muss im allgemeinen der Übergang von einer Welle in einen Wirbel in den Teilen der betreffenden Welle beginnen, die der Achse näher liegen, und erst darauf in den äusseren Teilen zum Vorschein kommen.

Ferner ist es klar, dass, weil jeder Wirbel zur Mischung der aneinander liegenden Teile zweier Schichten und zur Bildung zweier neuer Unstetigkeitsflächen führt, niemals eine vollkommen ausgebildete Fläche, wie sie in unserer Skizze angegeben ist, besteht. Überall, wo wir es mit Stücken von Unstetigkeitsflächen zu thun haben, entspricht nur ihr allgemeiner Charakter und die Durchschnittsrichtung der Wirbelachsen der Zeichnung. Und trotz der fortwährenden Schichtenmengung, die zur Ausgleichung der verschiedenen Rotationsgeschwindigkeiten führt, verbleibt die Bewegung doch annähernd stationär; denn innerhalb jeder Schicht, die vorübergehend zwischen zwei Unstetigkeitsflächen eingeschlossen ist, tragen die Konvektionsströme abgekühlte Materie nach innen und warme Materie nach aussen, so dass durch diesen Prozess die Unterschiede der Rotationsgeschwindigkeit stets aufs neue gebildet werden.

Da wir gezwungen sind anzunehmen, dass ein solcher ununterbrochener Mischvorgang sich auf der Sonne vollzieht, muss der Vorteil einer Erklärung der Chromosphäre und der Protuberanzen auf Grund von anomaler Dispersion des weissen Lichtes durchaus einleuchten. Alle sonstigen mir bekannten Erklärungen müssen von der kaum haltbaren Annahme ausgehen, dass die verschiedenen Gase der Chromosphäre in grösseren Mengen voneinander getrennt vorhanden sind.

Emden ist es gelungen, manche Eigen-

1) Emden zeichnet die Schnittlinien der Oberflächen mit der Zeichenebene nur innerhalb des Kreises, der die Grenzfläche der Sonne darstellt. Ich habe diesen Kreis punktiert gezeichnet, um damit zum Ausdruck zu bringen, dass diese Grenzfläche nur scheinbar ist. Ich habe dann die Schnittlinien entsprechend nach aussen verlängert.

schaften der Sonnenflecke aus der Annahme abzuleiten, dass die Flecke uns die Stellen anzeigen, wo starke Wirbel die Sonnenoberfläche erreichen. Mir scheint es, dass Emdens Anschauungen von den Sonnenflecken noch annehmbarer zu gestalten wären, wenn der Begriff einer wirklichen Oberfläche der Sonne aufgegeben und den Folgen normaler und anomaler Refraktion (besser Strahlenkrümmung) in jenen Wirbeln Rechnung getragen würde. Doch denke ich bei anderer Gelegenheit, auf diesen Gegenstand zurückzukommen.

Für den Augenblick wollen wir unsere Aufmerksamkeit auf diejenigen Teile der Wirbel beschränken, welche optisch über den Rand der Sonnenscheibe hinausragen und die Hypothese aufstellen, dass die gesamte Chromosphäre mit all ihren Protuberanzen nichts als dieses System von Wellen und Wirbeln ist, insoweit dasselbe auf kürzere oder längere Entfernungen vom Sonnenrande, infolge von anomaler Dispersion des aus tieferen Schichten kommenden Lichtes, sichtbar wird.

(Vielleicht könnte uns die Struktur der Korona mit ihren Polfächern, Spitzbögen etc. irgend welchen Aufschluss geben über den Verlauf der Unstetigkeitsflächen auf grosse Entfernungen ausserhalb der kritischen Sphäre; doch will ich auch diesen Punkt hier nur andeuten.)

Wir schreiben also die Chromosphäre den kleineren Wirbeln, dem fortwährenden Aufrollen der Unstetigkeitsflächen, zu; in den Protuberanzen sehen wir die Wirbel, in die die weniger zahlreichen, sehr grossen Wellen des Sonnenozeans sich auflösen.

Das besondere Aussehen der Chromosphäre, das den Vergleich mit einem Grasfeld nahe legt, folgt unmittelbar aus dieser Hypothese. Die „Grashalme“ zeigen unserer Anschauung gemäss die Lage der Wirbelachsen an. Protuberanzen zeigen gleichfalls fast stets ein Gewebe von Streifen, Bändern und Fäden.[1])

In dem ganzen Bezirk, in dem die Wirbelbewegung stattfindet, wechselt natürlich die Dichte in sehr unregelmässiger Weise; wir können daher erwarten, im Spektrum dieses Bezirkes sowohl das Licht von der roten als das von der violetten Seite der Absorptionslinien vorzufinden, d. h. die Chromosphärenlinien müssen Doppellinien sein.[2])

1) J. Fényi S. J., Protuberanzen, beobachtet in den Jahren 1888, 1889 und 1890 am Haynald-Observatorium, p. 5. (Kalocsa 1902).

2) W. H. Julius, On the Origin of Double Lines in the Spectrum of the Chromosphere, Due to Anomalous Dispersion of the Light from the Photosphere. Proc. Roy. Acad. Amst. **3**, 193. Diese Zeitschr. **3**, 154—158.

Längs der Achse eines Wirbels ist im allgemeinen die Dichte ein Minimum. Wenn nun ein Wirbel den scheinbaren Sonnenrand schief schneidet, wie in Fig. 2, wo $p\,q$ die Axiallinie vorstellt, so muss das von einem Punkt a kommende Licht verschieden sein von dem Licht, das von b kommt. Denn wenn wir in a den Sonnenradius nach aussen verfolgen, so kommen wir zunächst auf Schichten von zunehmender Dichte, während wir beim Aufsteigen von b aus Schichten von abnehmender Dichte antreffen. Folglich müssen im Spektrum von a die Komponenten

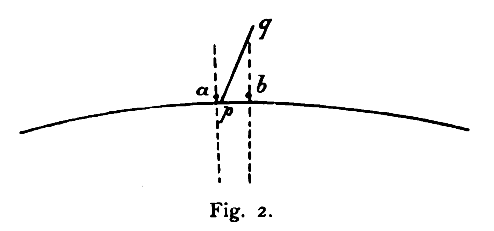


Fig. 2.

der Doppellinien, die dem Violett zugekehrt sind, und im Spektrum von b die dem Rot zugekehrten Linien vortreten. Wenn der Spalt tangential gestellt ist, kann man die beiden den Punkten a und b betreffenden Fälle in kurzer Entfernung auf denselben Spektrallinien beobachten. Wenn während einer totalen Sonnenfinsternis der Chromosphärenbogen selbst als Spalt funktioniert (bei Anwendung einer Prismenkamera), so kann man dieselbe Erscheinung an zahlreichen Stellen der Sicheln antreffen. Viele Beispiele hierfür sind auf den Platten sichtbar, welche in Sumatra von der Holländischen Expedition zur Beobachtung der totalen Finsternis am 18. Mai 1901 erzielt worden sind.

Bei grossen Protuberanzen tritt die Erscheinung manchmal sehr intensiv auf. In Fényis oben erwähntem bedeutenden Werk lesen wir z. B. auf Seite 121 in der Beschreibung einer sorgfältig beobachteten Protuberanz folgende Stelle:

. . . . „Im unteren Teile zeigte die Protuberanz am Anfange ihrer Entwickelung eine grosse Störung in der H_α-Linie. Bei engem (tangentiell gestelltem) Spalte reichten zwei Spitzkegel über denselben hinaus, der eine grössere erstreckte sich gegen rot, der andere kleine gegen blau und stand etwas südlicher. Die Grösse des ersteren betrug 9″ im Gesichtsfelde; auf Grund einer neuen Bestimmung der thatsächlichen Dispersion des Spektroskops ergiebt sich daraus für diese Stelle der Protuberanz eine Bewegung *von* uns mit der Geschwindigkeit von 240,4 km in der Sekunde. Die Verschiebung gegen blau betrug nach dem Augenmasse etwa die Hälfte der ersteren gegen rot.

Die entgegengesetzten Bewegungen nebeneinander und die kegelförmige Form des veränderten Lichtes würden unschwer die Deutung

auf eine Wirbelbewegung am Grunde der Protuberanz gestatten. Aus der Ungleichheit der Kegel würde ein Vorschreiten des Wirbels *von* uns mit der Geschwindigkeit von 180 km sich ergeben. Die Beobachtung steht auch nicht allein da; eine ähnliche Erscheinung wurde von Young am 3. August 1872 (The Sun, p. 210) eine andere von Thollon in Nizza (C. R. XC p. 87, XCI p. 487) beobachtet; ähnliches wurde auch von mir bei anderen Gelegenheiten beobachtet."

Fényi kommt also durch Deutung des Lichtes auf beiden Seiten der Wasserstofflinie nach Dopplers Prinzip zu der höchst verwunderlichen Schlussfolgerung, dass die wirbelnde Wasserstoffmasse sich mit einer Geschwindigkeit von 180 Kilometer pro Sekunde bewegte. Überdies ist noch eine weit grössere Schwierigkeit vorhanden, deren Fényi nicht einmal Erwähnung thut, dass nämlich die zusammenhängenden Auswüchse der Linie ihn mit Notwendigkeit zu der Annahme führen, dass diese Geschwindigkeit der Fortführung für die verschiedenen Teile des Wirbels äusserst verschieden war, indem ja gewisse Teile der Protuberanz garnicht an der ungeheueren Bewegung längs der Gesichtslinie teilnahmen.

Die oben gegebene Erklärung der Erscheinung auf Grund von anomaler Dispersion löst alles Geheimnisvolle auf.

Es kommt sehr selten vor, dass Protuberanzen eine schnelle Seitenbewegung zeigen, d. h. eine Bewegung im Sonnenmeridian. Fényi erwähnt als Ausnahmefall eine Seitenbewegung von 25 Kilometer pro Sekunde.[1]) Da andererseits Geschwindigkeiten von 250 Kilometern und mehr in der Richtung des Parallelkreises (nach Doppler berechnet) durchaus nichts besonders Ausnahmsweises sind, treffen wir auf Widersprüche — wie dies auch Fényi zugiebt —, die anscheinend unmöglich zu vermeiden sind, wenn wir nicht das wirkliche Vorhandensein dieser Geschwindigkeiten in Zweifel ziehen.

Es ist überraschend und befriedigend zu sehen, wie fast alle Besonderheiten im Verhalten der Protuberanzen, wie diese von Young, Fényi und manchen anderen beschrieben werden, ganz leicht verständlich erscheinen, sobald wir diese Erscheinungen von unserem Gesichtspunkte aus betrachten.

Wir wollen aus diesem umfangreichen Material noch einige weitere Beispiele auswählen.

Fényi sagt (l. c. p. 115):

„Schon seit Jahren habe ich bemerkt, dass helle hervortretende Punkte in der Chromosphäre, welche eine kleine Verschiebung gegen Blau zeigen, der Ort sind, wo alsogleich der Aufstieg einer Flamme oder einer kleinen Protuberanz erfolgt."

Nun schreitet der Vorgang einer Wirbelbildung in einer Unstetigkeitsfläche im allgemeinen von den inneren Teilen der Sonne nach aussen hin vor. In der Achse eines Wirbels ist die Dichte ein Minimum. Folglich wird man in dem Augenblick, wo der Wirbel den scheinbaren Sonnenrand erreicht, ein Dichteminimum vorfinden, das gerade über die Kante hinausragt. Hier haben wir eine Stelle, wo die Dichte von der Photosphäre nach aussen hin zunimmt und wo daher die dem Violett zugekehrte Komponente der chromosphärischen Doppellinie zeitweise vorwiegt: es scheint, als ob eine Verschiebung nach dem Violett hin stattfindet. Kurz darauf beginnen die weiter entfernten Teile zu wirbeln und erscheint die Protuberanz.

In der Beschreibung einer von Fényi am 18. August 1890 beobachteten grossen Protuberanz lesen wir u. a. folgende Einzelheiten[1]):

„Ein ganz besonderes Interesse verleihen dieser an und für sich schon grossartigen Erscheinung die Eigenbewegungen in der Gesichtslinie, die an derselben beobachtet wurden. Eine ungefähr zwischen 40″ und 50″ Höhe liegende Schicht (deren Lage in der beigegebenen Abbildung genau bezeichnet ist) zeigte eine heftige Bewegung gegen die Erde zu. Das rote Licht des Hydrogeniums ergoss sich daselbst in verworrenen Formen über den Spaltrand gegen Blau hinaus, ohne indessen den Spalt ganz zu verlassen. Die Bewegung war durchaus lokal, die Umgebung zeigte keine Spur einer Bewegung. Die Geschwindigkeit derselben war keine ungewöhnlich grosse; ich erhielt aus vier mit dem Fadenmikrometer gemachten Messungen zwischen 11 h. 45 m. und 12 h. 15 m. verschiedene, zwischen 94 und 201 km schwankende Werte. Was aber die Erscheinung zu einer besonders merkwürdigen gestaltet, ist der Umstand, dass, während diese in der Höhe vor sich gehende ganz lokale Bewegung nicht einer Ausströmung zugeschrieben werden kann, dieselbe trotzdem doch eine halbe Stunde lang beobachtet wurde! Nehmen wir als Mittelwert der Geschwindigkeit 150 km pro Sekunde an, so hätte dieser bewegte Teil der Protuberanz während der Zwischenzeit von 30 Minuten gegen 270000 km durchlaufen, also wohl auch den scheinbaren Ort ändern müssen."

Natürlich verschwindet dieser Widerspruch sofort, wenn wir nur annehmen, dass in dem Teile der Protuberanz, der die fortwährende Verschiebung des Wasserstofflichtes nach dem Blau hin zeigte, die Dichte der Sonnenmaterie

1) Fényi, l. c., p. 114.

1) Fényi, l. c., p. 129.

in der von der Photosphäre nach aussen gehenden Richtung zunahm. Diese Voraussetzung ist auch ganz im Einklange mit der Thatsache, dass das Bild dieser Protuberanz sehr bedeutende Wirbelbewegungen unterhalb des betreffenden Teiles und keine nennenswerte Störung oberhalb desselben zeigt.

Die Beobachter haben sich oft das schnelle Verschwinden ausserordentlich grosser Protuberanzen, sowie die vollkommene Ruhe im ganzen Bezirke, einschliesslich der Sonnenoberfläche, kurze Zeit nach Stattfinden einer derartigen heftigen „Eruption", nicht zu erklären gewusst. Es war schwerlich zu begreifen, dass die ausgeschleuderten glühenden Gase ihre bedeutenden Wärmemengen so schnell sollten verlieren können, und dass der Ausbruch keine weiteren sichtbaren Folgen haben sollte.

Nach unserer Theorie ist eine umfangreiche Protuberanz nichts als ein sichtbares Zeichen dafür, dass eine Wirbelbewegung fast gleichzeitig über ausgedehnte Bezirke hin stattfindet. Die sehr beträchtlichen Dichtevariationen in der wirbelnden Masse können jedoch durch Verschiebungen von viel Materie über verhältnismässig geringe Entfernungen aufgehoben werden, ein Vorgang, der natürlich ohne heftige Bewegungen vor sich gehen und doch in kurzer Zeit vollendet sein kann. Es ist also durchaus kein Grund vorhanden zur Annahme, dass eine grosse Protuberanz das Medium in einen Zustand grosser Unordnung versetzen sollte.

Wer Protuberanzen als Eruptionen betrachten will, muss zugeben, dass es eines der schwierigsten Probleme ist, sowohl die ungeheueren Werte der aufsteigenden Geschwindigkeiten, die manchmal zu beobachten sind, als auch die launenhafte Art zu erklären, wie die Geschwindigkeit häufig ohne begreifliche Ursache plötzliche Änderungen erfährt. Am 20. September 1893 war Fényi Zeuge einer Protuberanz, die in einer Viertelstunde 500000 Kilometer hinaufstieg, was einer Durchschnittsgeschwindigkeit von mehr als 550 Kilometer pro Sekunde entspricht. In einem anderen auch von Fényi (15. Juli 1889) beobachteten Falle nahm im Laufe von 10 Minuten die Geschwindigkeit des Aufstieges nacheinander die Werte 72, 6, 65, 24, 154 Kilometer pro Sekunde an, und bei der Protuberanz vom 6. Oktober 1890 ging sie in der Zeit von 30 Minuten durch die Werte 33,8, 79,8, 67,6, 72,7, 127,7, 275,5, 242,3, 121, 57,3 Kilometer pro Sekunde hindurch.

Wenn man das Problem von dem neuen Gesichtspunkte aus betrachtet, so sehen wir, dass die Schwierigkeiten verschwinden infolge der Bemerkung, dass wir es eigentlich überhaupt nicht mit Geschwindigkeiten zu thun haben. Wir können von der Geschwindigkeit reden, mit der Materie sich fortbewegt oder mit der eine Störung von einem Medium fortgepflanzt wird; doch hier haben wir es mit keinem von beiden Fällen zu thun. Wenn irgendwo ein Wirbel auftritt, so entsteht derselbe aus örtlichen Bedingungen und lässt sich nicht als direkt von Stellen aus fortgepflanzt ansehen, wo die Wirbelbewegung kurze Zeit vorher stattfand. Wenn es auch im allgemeinen zutrifft, dass das Brechen einer Welle in den Teilen einer Unstetigkeitsfläche beginnt, die der Sonnenachse näher liegen, und erst später an den entfernteren Stellen stattfindet, so ist hiermit jedoch noch nicht gesagt, dass wir berechtigt wären, diesen Vorgang eine Fortpflanzung von Materie oder von Bewegung in der Richtung der Wirbelachsen zu nennen. Und wo keine Fortpflanzung stattfindet, kann auch von Geschwindigkeit keine Rede sein.

Wenn am Meeresstrande eine breite Welle herankommt und sich bricht, bald hier, bald da, so wird niemand von der „Geschwindigkeit" sprechen, mit der der Schaum oder die Wirbelbewegung längs der Küste sich fortbewegt. Ein jeder weiss, dass der Schaum, das sichtbare Zeichen der Wirbelbewegung, nacheinander an verschiedenen Stellen gebildet wird. Ungefähr ebenso ist es mit den Protuberanzen, den sichtbaren Stellen in der Brandung des Sonnenozeans.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen am 19. August 1902.)

Aus den Sitzungsprotokollen der luftelektrischen Kommission der Delegierten-Versammlung der kartellierten Akademien zu Göttingen.[1])

I. F. Exner, Bericht über die Thätigkeit der luftelektrischen Stationen der Wiener Akademie.

Gemäss dem letzten Kartellbeschlusse hat die Wiener Akademie der Wissenschaften im abgelaufenen Jahre 4 luftelektrische Stationen errichtet und zwar in Wien, Triest, Kremsmünster und Innsbruck. Eine fünfte Station, auf der Spitze des hohen Sonnblick, konnte bisher der schlechten Witterungsverhältnisse wegen nicht aktiviert werden, sie wird aber anfangs Mai ihre Thätigkeit aufnehmen.

An den Stationen Wien, Triest und Kremsmünster werden fortlaufende Messungen des Potentialgefälles mittelst selbstregistrierender Instrumente, sowie täglich einmalige Messungen der Zerstreuung der Elektrizität ausgeführt; in Innsbruck wird nur die letztere Beobachtung

1) 15. und 16. Mai 1902.

ausgeführt, während am Sonnblick-Observatorium wieder beide Arten von Messungen vorgenommen werden sollen. Die verwendeten selbstregistrierenden Instrumente sind die von Dr. Benndorf konstruierten, sie registrieren mechanisch, erfordern also keinen photographischen Apparat und funktionieren 8 Tage ohne Bedienung. Als Kollektoren wurden an allen Stationen Radiumpräparate mit sehr gutem Erfolge verwendet.

Alle Stationen haben mit 1. Januar d. J. ihre Thätigkeit aufgenommen; leider waren die Witterungsverhältnisse seitdem für luftelektrische Beobachtungen wenig günstige, doch sollen die Ergebnisse der einzelnen Stationen im folgenden dem Wesen nach mitgeteilt werden; eine Wiedergabe des ganzen Beobachtungsmateriales hätte bei der Kürze der Beobachtungszeit und bei dem informatorischen Charakter, den die Messungen vorläufig tragen, wohl kaum Wert.

I. Station Wien (k. k. Central-Anstalt für Meteorologie, Beobachter Dr. Conrad).

a) Potentialmessungen.

Da es wichtig war, über das korrekte Funktionieren der Radium-Elektroden Aufschluss zu erhalten, so wurden in Wien 2 selbstregistrierende Elektrometer nebeneinander aufgestellt, das eine mit einer Radium-Elektrode, das andere mit einem gewöhnlichen Wasserkollektor verbunden. Die Aufzeichnungen beider sind, bis auf ganz minimale vereinzelte Störungen, vollkommen identisch, so dass die Wirkung der Radiumelektroden als korrekt angesehen werden kann. Seit Beginn der Beobachtungen hat sich an denselben auch keine Veränderung der Wirksamkeit gezeigt.

Die Registrierungen — von 10 zu 10 Minuten — lassen ausser den bekannten Störungen bei Regen, deutlich ein Minimum während der frühen Morgenstunden (1^h—4^h a.) sowie ein flaches Nachmittags-Maximum erkennen, doch waren die Witterungsverhältnisse bisher zu ungünstige, um über die tägliche Periode mehr aussagen zu können.

b) Messung der Zerstreuung.

Die täglichen Zerstreuungsmessungen ergaben ein Überwiegen der Zerstreuung negativer Elektrizität; es überwog in 33 Proz. der Fälle die positive, in 67 Proz. die negative Zerstreuung. Auffallenderweise war dabei ein Einfluss der Windrichtung nicht bemerkbar, obwohl das Observatorium am Rande der Stadt gelegen ist. Die Extreme der Zerstreuung waren folgende:

	Min.	Max.
a–	0,78	5,42
a+	0,32	7,10.

II. Station Triest, Beobachter Herr Dir. E. Mazelle; derselbe teilt folgendes mit:

Mit Beginn dieses Jahres wurde dem Berichterstatter seitens der K. Akademie der Wissenschaften in Wien, auf Antrag des wirklichen Mitgliedes Prof. Franz Exner, ein Benndorfsches selbstregistrierendes Elektrometer, ein Exnersches transportables Elektroskop, wie auch ein Güntherscher Zerstreuungsapparat nach Elster und Geitel zur Vornahme von luftelektrischen Beobachtungen zur Verfügung gestellt. Die Aufstellung des Elektrometers besorgte in liebenswürdiger Weise Dr. H. Benndorf selbst und konnten diese Beobachtungen mit dem 7. Januar l. J. beginnen.

Dieses Elektrometer wurde im Barographenzimmer des k. k. Observatoriums in Triest — Seehöhe 68 m — aufgestellt, während die Radiumelektrode in der Südwestecke des Beobachtungspavillons, gegen Borastösse geschützt, in einer Höhe von 3 m über den Erdboden isoliert aufgehängt wurde.

Da an eine Ausmessung der Kurven noch nicht geschritten werden konnte, so kann vorläufig nur erwähnt werden, dass aus den Gangkurven mit besonders ausgeprägter täglicher Periode eine doppelte Schwankung ersichtlich wäre, mit den Maxima bei ca. $9\frac{1}{2}^h$ a. und ca. 7^h p.

Die Zerstreuungsbeobachtungen konnten mit dem 11. Februar l. J. in Angriff genommen werden und zwar wurde der Günthersche Zerstreuungsapparat in einer Fensternische des Vorzimmers der Direktionskanzlei des Observatoriums, in einer Seehöhe von 66, 12 m über dem Erdboden, aufgestellt.

Für diese vom Referenten täglich um die Mittagszeit vorgenommenen Zerstreuungsmessungen wurde als Zeiteinheit das Intervall von 15 Minuten angenommen.

Zuerst mussten, da schon der kleinste Borastoss in dieser exponierten Lage des Observatoriums den Deckel des Schutzcylinders lüftete, die Messungen ohne Deckel vorgenommen werden, später aber wurde, um den Vergleich mit anderen Beobachtungsstellen zu erleichtern, nachdem ein um den oberen Rand des Schutzcylinders laufender messingener Reifen mit zwei federnden Klammern angebracht wurde, der Deckel stets aufgesetzt.

Aus den bisherigen Beobachtungen über die Elektrizitätszerstreuung lässt sich hervorheben, dass die Tage mit vorwiegender negativer Zerstreuung häufiger vorkommen, als die mit vorherrschender positiver Zerstreuung, da in den 64 Fällen nur 19mal, demnach bei 30 Proz. der Beobachtungen die Zerstreuung des mit positiver Elektrizität geladenen Konduktors grösser war, als die Zerstreuung der negativen Elektrizität, während an 45 Tagen, d. s. 70 Proz., die negative Zerstreuung die überwiegende war.

Trennen wir die Beobachtungen nach der

Bewölkung, indem wir auf Grund der noch zu kurzen Beobachtungsreihe diese Trennung nur nach heiteren (Bewölkung 0—5) und trüben Tagen (Bewölkung 6—10 der 10teiligen Skala, Beobachtung des Himmelszustandes 12^h mittags) vornehmen, so folgt, dass die Beobachtungen mit vorherrschender positiver Zerstreuung mit einer Wahrscheinlichkeit von 0,26 bei heiterem Himmel eintreffen, mit einer Wahrscheinlichkeit von 0.74 hingegen bei bewölktem Himmel, während an den Tagen mit grösserer negativer Zerstreuung diese Wahrscheinlichkeitswerte 0,47 und 0.53 betragen. Es kommt demnach die überwiegende positive Zerstreuung hauptsächlich bei bewölktem Himmel vor, während bei der vorherrschend negativen Zerstreuung sich die Tage mit heiterem und trüben Himmel so ziemlich das Gleichgewicht halten. Hervorzuheben wäre noch, dass bei heiterem Himmel viermal so oft Tage mit grösserer negativer Zerstreuung vorkommen, also solche mit vorwiegender positiver (21 gegen 5), bei bewölktem Himmel kaum zweimal (24 gegen 14).

Bilden wir uns die Quotienten zwischen der negativen und positiven Zerstreuung, so finden wir für die Bewölkung 0—5 einen mittleren Quotienten von 1,22, für die Bewölkung 6—10 hingegen 1,12. Es ist demnach auch die Grösse der negativen Zerstreuung der positiven gegenüber bei heiterem Himmel überwiegender, als bei trübem Himmel.

Schon bei den täglichen Ablesungen machte sich die Thatsache bemerkbar, dass die Zerstreuung bei bewegter Luft grösser wird im Vergleiche zu den Tagen mit Windstille oder kaum bewegter Luft.

Es wurden zur genaueren Darstellung die Angaben des Anemographen der drei Stunden 10^h vormittags bis 1^h nachmittags herangezogen, die stündlichen Mittel der Windgeschwindigkeit daraus bestimmt und diese in 3 Gruppen geordnet und zwar nach den Schwellenwerten 0—9 km p. Stunde, 10—19 km und mit über 20 km p. Stunde. Für diese Untersuchung wurden die ersten Beobachtungstage, an welchen die Messungen bei unbedecktem Schutzcylinder vorgenommen wurden, nicht berücksichtigt.

Aus den 48 Beobachtungen lassen sich nachfolgende Daten bestimmen:

	Zerstreuung, △ Volt, in 15 Minuten bei positiver Ladung	bei negativer Ladung
0—9 km p. Stunde, 27 Fälle,	6,70	7,87
10—19 km p. Stunde, 14 Fälle,	9,48	11,18
>20 km p. Stunde, 7 Fälle,	25,90	19,24.

Man ersieht demnach, wie mit der Zunahme der Windgeschwindigkeit die Zerstreuung, sowohl die negative als auch die positive wächst.

Besonderes Interesse zeigt der abnorm hohe Elektrizitätsverlust an stürmischen Boratagen. Seit Beginn der Messungen konnten an 5 Tagen die Beobachtungen bei starker Bora vorgenommen werden, wobei die ersten 3 Beobachtungen bei unbedecktem Schutzcylinder stattfanden und demnach zu hohe Zerstreuungswerte ergaben.

Infolge der schon am ersten Boratage sofort auffallenden ausserordentlich raschen Zerstreuung wurde das Elektroskop nicht aus den Augen gelassen und konnte förmlich die successive Abnahme der Blättchendivergenz am Elektroskop verfolgt werden. Namentlich war die sprungweise Abnahme bei jedem Borastoss auffällig.

Die von 5 zu 5 Minuten vorgenommenen Ablesungen ergaben nachfolgende neutralisierte Elektrizitätsmengen, in Volt ausgedrückt:

	16. Februar		17. Februar		19. Februar	
Abnahme in den	+	—	+	—	+	—
ersten 5 Minuten	23,0	30,3	11,3	13.8	15,4	13,2
zweiten 5 Minuten	22,0	31,0	17,0	15.3	12,9	11,4
dritten 5 Minuten	20,0	31,0	19,1	16.6	18,1	13,0
15 Minuten	65,0	92,3	47,4	45.7	46,4	37,6
Windgeschwindigkeit in km p. Stunde	105		40		48	
	bewölkt		bewölkt		heiter	
	Anticyklone im Osten und Nordosten Europas Cyklone über Süditalien.					

	4. März		7. April	
Abnahme in den	+	—	+	—
ersten 5 Minuten	7,2	8,2	21,2	14,8
zweiten 5 Minuten	10,7	7,1	29,5	12,6
dritten 5 Minuten	7,1	6.0	27,0	11,2
15 Minuten	25,0	21,3	77,7	38,6
Windgeschwindigkeit in km p. Stunde	67		71	
	bewölkt Anticyklone im Norden Cyklone im Süden Europas.		Regen Sekundäre Depressionen in der Nord-Adria u. im Golf v. Lyon, Anticyklone im NW. Europas.	

Zum Vergleiche soll angeführt werden, dass bei unbedecktem Schutzcylinder die kleinste Zerstreuung in 15 Minuten am 14. Februar mit 5,0 Volt bei positiver und 5,1 bei negativer Ladung gefunden wurde und zwar bei bewölktem Himmel und Windstille, bei aufgesetztem Schutzdeckel am 27. Februar mit 3.6 die kleinste positive Zerstreuung, am 28. Februar die kleinste negative Zerstreuung mit 3,3, bei Regen und Windstille.

Inwieweit die oben gefundenen abnorm hohen Zerstreuungswerte mit dem bei Bora stattfindenden Herunterstürzen der Luft aus den hohen Luftdrucken in Zusammenhang zu bringen sind, dürfte bei Fortsetzung dieser Beobachtungen und bei den dann anzustellenden Vergleichen mit den Beobachtungen an Bergobservatorien und in Luftballons entschieden werden.

III. Station Kremsmünster. Beobachtungsort: der astronomische Turm des Stiftes

Kremsmünster ca. 50 m über der Thalsohle; Beobachter: Herr Direktor P. F. Schwab.

a) Potentialmessungen.

Die Kurven des registrierenden Elektrometers zeigen im allgemeinen einen viel gleichförmigeren Verlauf als jene von Wien und Triest, was auf den lokalen Einfluss der Grossstädte zurückzuführen ist. Die seit Anfang Januar fortlaufenden Beobachtungen scheinen eine einfache tägliche Periode zu ergeben, soweit dies vorläufig aus den Diagrammen zu ersehen ist. Vereinzelte Schneefälle scheinen den Gang des Elektrometers nicht wesentlich zu stören, ganz im Gegensatz zu Regenfällen, die schon in geringster Menge sehr starke Störungen zur Folge haben. Das Elektrometer funktionierte zur vollen Zufriedenheit.

b) Zerstreuungsmessungen.

Dieselben wurden täglich zwischen 11^h und 1^h vorgenommen und ergaben im allgemeinen eine stärkere Zerstreuung der — Elektrizität. Die positive Zerstreuung wurde grösser gefunden in 35 Proz. aller Fälle, die negative dagegen in 65 Proz.

Gleichzeitig wurden auch Messungen der photochemischen Strahlung des Himmels ausgeführt; es zeigte sich zwischen diesen und den Koeffizienten der Zerstreuung kein einfacher Zusammenhang.

IV. Station Innsbruck. An dieser Station wurden nur Zerstreuungsmessungen ausgeführt und zwar durch Prof. P. Czermak an der dortigen Universität.

Die Beobachtungen wurden mit Dezember 1901 begonnen und bis auf eine Lücke von 26 Tagen zu Ende dieses Monats und Anfang des Januar 1902 regelmässig fortgeführt. Bis jetzt liegen 98 Beobachtungen zur Mittagszeit vor, unter welchen 24 Föhntage enthalten sind. An 23 Tagen wurde auch noch eine Nachmittagsbeobachtung gemacht.

Die vorläufigen Ergebnisse sind folgende:

Das Mittel aller 98 Beobachtungen zu Mittags ist	$a_- = 1{,}89$	$a_+ = 2{,}01$	$q = 0{,}94$
Das Mittel der 74 Mittagsbeobachtungen ohne Föhn	1,65	1,70	0,97
Das Mittel der 24 Mittagsbeobachtungen mit Föhn	2,65	2,95	0,89
Das Mittel der 23 Mittagsbeobachtungen mit gleichzeitigen Nachmittagsbeobachtungen	2,04	2,03	1,01
Das Mittel der 23 Nachmittagsbeobachtungen	3,29	3,29	1,01

Man kann aus dem Zahlenmateriale vorläufig ersehen, dass:

1. An 40 Tagen die negative, an 58 Tagen die positive Zerstreuung überwog.

2. Bei einer Ordnung der Werte nach Pentadenmitteln die Zerstreuung seit dem Winter in stetem Wachsen begriffen ist.

3. Die Zerstreuung an Föhntagen stets erhöht ist.

4. An den 23 Tagen die Nachmittagsbeobachtungen ebenfalls einen wesentlich höhern Wert ergaben als die Mittagsbeobachtung.

Im Gegensatze zu den Messungen in Wien, Triest und Kremsmünster sind also hier die positiven Zerstreuungen häufiger die überwiegenden.

II. H. Ebert, Über die in München im Jahre 1901/1902 ausgeführten luftelektrischen Arbeiten.[1])

Ausgedehntere Messungsreihen über die elektrische Leitfähigkeit der Luft wurden von München aus von den Herren C. W. Lutz und C. Ruf unternommen, wobei verschiedene Elster-Geitelsche Zerstreuungsapparate mit einigen Abänderungen benutzt wurden, sowohl mit Schutzdach, sowie ohne dieses innerhalb isolierter oder abgeleiteter Drahtnetzkäfige. Ferner wurde der von Ebert[2]) beschriebene Aspirationsapparat in verschiedenen Modifikationen verwendet und meist auch gleichzeitig Potentialmessungen angestellt in der Fr. Exner-Elster-Geitelschen Anordnung mit Flammenkollektor und einem Güntherschen Elektroskope mit stufenweise abzugleichender Empfindlichkeit.

Gewöhnlich wurde mit zwei Zerstreuungsapparaten gleichzeitig beobachtet, von denen der eine als Vergleichsapparat diente. Die Instrumente sind am gleichen Standorte und unter denselben atmosphärischen Bedingungen wiederholt miteinander verglichen worden. Die Faktoren, welche die Angaben des einen Instrumentes auf diejenigen des anderen reduzieren, haben sich dabei als nahezu unveränderlich mit der Zeit ergeben.

Eine Erscheinung, die im Frühjahr wiederholt beobachtet wurde, konnte im Sommer nicht wiedergefunden werden, dass nämlich die Erdung des Schutzdaches und die Aufhebung der Erdleitung und isolierte Aufstellung des Zerstreuungsapparates den Sinn der am Erdboden meist gefundenen Unipolarität des Leitvermögens umkehren könne.

Mit Erfolg wurden Versuche ausgeführt, die Angaben der Elster-Geitelschen Apparate auf absolutes elektrostatisches Mass zurückzuführen, indem die Kapazität des aus Elektroskop, Zerstreuungskörper und Schutzdach, bez. Käfig bestehenden Systems durch Ladungsteilung mit gut isolierten Kugeln von verschiedener Grösse in Centimeter ermittelt wurde. Die auf absolutes Mass umgerechneten, in bestimmten Zeiten neutralisierten Elektrizitätsmengen ergaben Werte für die Intensität der Elektronenströme, die mit denen von Ruther-

1) Mitteilung aus dem physikalischen Institute der technischen Hochschule München.

2) Diese Zeitschrift **2**, 662. 1901.



ford-Allen[1]) und Ebert[2]) auf anderem Wege gewonnenen der Grössenordnung nach übereinstimmen.

Von C. Lutz am Südende des Starnberger Sees (in Seeshaupt) während der verschiedenen Jahreszeiten angestellte Messungen ergaben u. a. folgende Resultate:

1. Abwärtssteigende Luftströmungen führen immer einen grossen Reichtum an Ionen, namentlich solche positiven Zeichens mit sich. So wurde eine bedeutend schnellere Zerstreuung von —Ladungen als an normalen Tagen beobachtet: a) wenn anticyklonale Luftbewegung (Aufklärung) eintrat, b) bei Föhnlage.

2. Während der Sommer- und Herbstmonate 1901 wurde an klaren Tagen eine deutliche tägliche Periode der unipolaren Leitfähigkeit $q = \frac{a_-}{a_+}$ beobachtet und zwar trat ein Max. vor 9^h vormittags, ein Min. zwischen 11^h und 12^h, ein Max. zwischen 3^h und 4^h ein; häufig stellte sich ein plötzliches Anwachsen von q, ein „Sprungmaximum" kurz nach Sonnenuntergang ein (vgl. damit die von Exner beobachteten Sprungmaxima im Potentialgefälle). Während der Nacht gehen die Zerstreuungswerte auf ihren normalen Betrag wieder zurück.

3. Wenn Tau fällt, steigt q oft sehr rasch an, ohne dass a_- sich wesentlich ändert, d. h. es tritt eine Verminderung in der Zahl der in der Nähe des Bodens vorhandenen negativen Elektronen ein. Dies kann wohl nur so gedeutet werden, dass diese bei der Kondensation leichter niedergeschlagen werden, ganz im Sinne der Wilsonschen Experimente.

4. Die Elektrizitätszerstreuung ist besonders gering in dichten Wäldern und für beide Vorzeichen von gleicher Grösse.

Grössere Baumgruppen oder Häuser, die den Standort des Apparates umgeben, vermindern die Elektrizitätszerstreuung, wenn sie nicht mindestens 20 m entfernt liegen.

5. Vor Gewittern ergeben sich meist auffallend grosse Zerstreuungswerte.

6. Eine Anomalie der Elektrizitätszerstreuung wurde am Ufer des Starnbergersees selbst und am Rande völlig stillstehender Sumpfseen gefunden. Dort ergaben sich ausserordentlich grosse Zerstreuungswerte für — Ladung. Über 100 m land- und seeeinwärts stellten sich wieder normale Werte ein.

7. Die Ablesungen erfolgten immer in Intervallen von je 5 Minuten; häufig wurden diese Ablesungsreihen mit derselben Ladung über längere Zeiträume erstreckt. Die aus den einzelnen Intervallen berechneten Zerstreuungen folgen nicht dem Coulombschen Gesetze, demzufolge Proportionalität zwischen Spannung und Spannungsverlust bestehen müsste, und weisen auch sonst keine einfache Gesetzmässigkeit auf.

1) Diese Ztschr. **3**, 227, 1902.
2) Diese Ztschr. **3**, 338, 1902.

In Schaufling bei Deggendorf in Niederbayern führte tägliche Messungen der Zerstreuung mit dem Elster-Geitelschen Apparate unter gleichzeitiger Bestimmung der meteorologischen Elemente Herr Pfarrer Dr. M. Maier mit grosser Regelmässigkeit aus. Leider starb der überaus rührige und gewissenhafte Beobachter im Laufe dieses Jahres; das reiche, von ihm gesammelte Beobachtungsmaterial wurde von den Erben dem physikalischen Institute zur Bearbeitung überwiesen, die aus demselben sich ergebenden Resultate werden demnächst publiziert werden.

Die Tageskurve der Grösse q und namentlich das Springen der ihr entsprechenden Zahlenwerte am Vormittage heisser Sommertage wurde auch in Schaufling oft erhalten. Bemerkenswert ist, dass hier am Fusse des bayerischen Waldes nordöstlicher über das Gebirge her herüberkommender Wind häufig föhnartige Wirkung, d. h. ein plötzliches in die Höhegehen der Grösse q bedingte.

Um die Leitfähigkeit der Luft auch in den höheren Schichten bei sommerlicher Wetterlage zu untersuchen, haben R. Emden und ich am 13. Juli 1901 eine luftelektrische Ballonfahrt unternommen, während der gleichzeitig unten am Boden Messungen mit verglichenen Apparaten angestellt wurden; die Resultate dieser (4.) Fahrt werden demnächst publiziert.

Um auch über den Ausgleich der Erdladung einen quantitativen Anhalt zu bekommen, wurden ausserhalb Münchens Beobachtungen in der Weise angestellt, dass an einer 2 qm grossen im Freien horizontal isoliert aufgestellten, mit Vegetation bedeckten Metallplatte der Ausgleich zwischen der negativen Bodenelektrizität und den positiven Ionenladungen der Atmosphäre galvanometrisch verfolgt wurde; dabei wurden im Herbst Stromstärken von $2 \cdot 10^{-12}$ Ampère oder Stromdichten von 10^{-16} Ampère/cm^2 erhalten.[1])

Auch für die von Elster und Geitel angeregten Beobachtungen in Kellern fand sich in München eine sehr günstige Gelegenheit, indem ein rund 500 cbm grosser Kellerraum nach aussenhin vollkommen abgeschlossen werden konnte. Es wurde vermieden, den Raum mit offenen Flammen zu betreten, um keine Flammengasionen einzuführen; Auerlicht ist niemals in dem Keller gebrannt worden, so dass auch eine Infektion der Luft durch Thorerdestaub unwahrscheinlich ist; auch hat H. Ruf Isoliermasse der Dampfheizungsrohre, Staub vom Boden, Kalk- und Cementmörtel und Steine von den

1) Diese Zeitschrift **3**, 338, 1902.



Wänden und der Decke des Kellers mit einem Zerstreuungsapparate zusammen unter einer Glasglocke untersucht; keinerlei radioaktive Substanzen waren nachweisbar; endlich sind nie Apparate in den Keller gebracht worden, die je mit stärkeren radioaktiven Substanzen in Berührung gekommen sind. Trotzdem ergaben sich in der völlig ruhigen Luft sehr grosse Werte der Zerstreuung; die Verluste infolge nicht ganz vollkommener Isolation wurden immer in Rechnung gebracht. Nach dem Lüften des Kellers ging der Ionengehalt auf den auch in der freien Atmosphäre angetroffenen herab.

Bei allen Messungen, bei denen immer eine mit positiver und unmittelbar daran anschliessend eine mit gleichhoher negativer Ladung miteinander abwechselten, war bei geerdetem Schutzdach die Zerstreuung der positiven Ladung durchweg grösser als die der negativen Ladung. Da die Versuche mit dem Aspirationsapparate gleiche Mengen von + und — Elektrizität im Kubikmeter ergaben, so kann jenes Verhalten als Ausdruck für die grössere Wanderungsgeschwindigkeit der der — Ionen gegenüber der der + Ionen betrachtet werden.

In dieser ionenreichen Luft gelangen auch die Radioaktivierungen negativ geladener Drähte vorzüglich, die schon während des vergangenen Sommers mit Erfolg im Freien ausgeführt worden waren. Benutzt wurden Kupfer- und Aluminiumdrähte von 0,5 bezw. 1,0 mm Durchmesser und ca. 60 m Länge, welche an Isolierträgern von der von Elster-Geitel angegebenen, von Günther in Braunschweig ausgeführten Form (Hartgummi mit Natriumtrocknung) ausgespannt waren. Um den Betrag, der auf diesen Drähten induzierten Radioaktivität festzustellen, wurden teils mit den beim Abreiben der Drähte mit Lederlappen auf diesen zurückgebliebenen Rückständen Radiogramme von Kupfer- oder Bleischablonen durch Aluminiumbleche hindurch angefertigt. Die erhaltenen Negative sind zum Teil überaus kräftig, so dass an der Aktivierung der Drähte nicht gezweifelt werden kann; teils wurde die Ionisierung bestimmt, welche die auf eine Trommel aufgewickelten und aus dem Keller herausgebrachten Drähte einem den Zerstreuungskörper eines Elster-Geitel-Apparates umgebenden bestimmten Luftquantum erteilten. Der Ionengehalt dieses Luftquantums war in 40—50 Minuten auf die Hälfte seines ursprünglichen Wertes herabgesunken, so dass wir hier fast genau auf dieselben Abklingungswerte wie Rutherford und Allen kommen. Auch dieses Ergebnis spricht dafür, dass keine Thoriuminfektion der Luft vorlag, da die durch Thorstrahlen induzierte Radioaktivität durch eine ganz andere Abklingungskonstante charakterisiert ist.[1])

[1]) Rutherford-Allen, Diese Ztschr. **3**, 228, 1902.

Man hat vielfach die Frage diskutiert, welches die Träger dieser eigentümlichen Strahlungsinduktion in der atmosphärischen Luft sind. Da sie auf einem negativ geladenen Leiter angesammelt werden, so ist ohne weiteres klar, dass sie nicht elektrisch neutral sein können, sondern mit präformierter freier positiver Elektrizität beladen sein müssen. Sehr instruktiv waren in dieser Beziehung die während der Drahtexposition gleichzeitig von C. Ruf ausgeführten Messungen der Zerstreuung. Von dem Momente an, in dem der Draht mit Hilfe eines Induktoriums (unter Zwischenschaltung von Platte und Spitze und eines nassen Fadens zur Dämpfung der Oszillationen) auf 2000—3000 Volt geladen wurde, ging an dem 2 m entfernten Apparat die Zerstreuung für —Ladung von $a_- = 34,0$ Proz. auf $a_- = 9,0$ Proz. herab, dagegen für positive Ladung von $a_+ = 38,5$ Proz. auf $a_+ = 47,7$ Proz. hinauf. Wir haben hier also einen deutlichen Einfluss des von dem Drahte ausgehenden elektrischen Kraftfeldes vor uns. Es dauerte gewöhnlich 15 Minuten bis sich ein den früheren Verhältnissen entsprechender Gleichgewichtszustand in der Ionenführung des Luftraumes nach Abstellen des Induktoriums wieder herstellte.

Im Laboratorium wurden zahlreiche Zerstreuungsmessungen unter Glasglocken, wie sie zuerst von Elster und Geitel angestellt wurden, von C. Ruf für verschiedene Gase durchgeführt. Es ergab sich, dass bei zwei Luftproben, die unter gleichen Bedingungen in Glocken von 18 bezw. 68 l Inhalt eingeschlossen worden waren, die nach gleichen Zeiten gemessenen Zerstreuungen sich annähernd verhielten wie die Volumina.

Durch Einwirken von Salzsäure auf Marmor frisch bereitete Kohlensäure wurde in die kleinere Glasglocke gefüllt. Sie zeigte gleich nach dem Einfüllen starken Ionengehalt, der aber bald wieder abnahm, um mit der Zeit ähnlich wie bei der Luft wieder anzusteigen.

Versuche mit Füllungen von Sauerstoff und Leuchtgas ergaben in der kleineren Glocke zwar auch Zunahmen der Zerstreuung mit der Zeit, aber in sehr wechselndem Betrage.

Mehrere Reihen von Messungen mit gut isolierten Drahtkäfigen von verschiedener Maschenweite wurden in einem vorher gründlich ausgelüfteten Zimmer des Laboratoriums angestellt, um den Einfluss mit der Ladung des Zerstreuungskörpers gleichnamiger oder ungleichnamiger Käfigladungen zu studieren. Diese Untersuchungen sowie andere über die Wirkungsweise der verschiedenen Kollektorenformen, namentlich auch in ionisierter Luft, wurden zu dem Zwecke vorgenommen, um die für luftelektrische Messungen im Luftballon günstigsten Verhältnisse auszuprobieren.

III. J. Elster, Über gemeinsam mit Herrn Geitel konstruierte transportable Apparate zur Bestimmung der Radioaktivität der natürlichen Luft.

Für die auf Metalldrähten durch den Kontakt mit der natürlichen Luft hervorgerufene induzierte Radioaktivität haben sich folgende Gesetzmässigkeiten ergeben: Die am Zerstreuungselektrometer gemessene Aktivität ist der Länge der Drähte proportional, dabei ist sie unabhängig vom Durchmesser des Drahtes, solange derselbe etwa 1 mm nicht überschreitet. Drähte von 2 mm Stärke und darüber geben ceteris paribus in geschlossenen Räumen etwas höhere Werte. Von der Natur des Metalles ist sie unabhängig; selbstleitend gemachte Hanfschnüre verhalten sich so wie Drähte von gleichen Dimensionen. Für dünne Drähte ist sie praktisch von der Höhe des Potentials, auf welches der exponierte Draht gebracht wurde, unabhängig, sofern dieses nur 2000 Volt überschreitet und schliesslich hat sich gezeigt, dass die Aktivierung im wesentlichen nach einer Expositionszeit von 2 Stunden beendet ist.

Aus der Zahl der Volt, um die das Potential des Zerstreuungskörpers im geschlossenen Schutzcylinder durch die Strahlung eines Drahtes von gegebener Länge und etwa $^1/_2$ mm Stärke in einer gemessenen Zeit sinkt, lässt sich daher stets die Potentialerniedrigung berechnen, welche die Längeneinheit des Drahtes in der Zeiteinheit bewirken würde. Wir nennen diese von den Dimensionen des Zerstreuungsraumes abhängige Zahl die Aktivierungszahl A und setzen $A = 1$, wenn die von 1 m Draht in 1 Stunde bewirkte Potentialerniedrigung 1 Volt beträgt.

Es hat sich nun ergeben, dass diese Aktivierungszahl A in geschlossenen Räumen im wesentlichen durch die Höhe des Zerstreuungskoeffizienten a bestimmt wird. Je höher dieser, um so grösser auch jene. Vielleicht interessieren einige Zahlen: In einem etwa 5 cbm grossen, seit Jahren geschlossenen Brunnenschachte war $A = 2800$, der Zerstreuungskoeffizient a konnte nicht bestimmt werden. In der Baumannshöhle bei Rübeland im Harz war bei einer prozentualen Zerstreuung von ca. 30 Proz. $A = 1800$. Im Keller des Archivs zu Wolfenbüttel war $A = 400-800$ bei einer Zerstreuung von 4—9 Proz. In unserem im Erdgeschoss gelegenen Laboratorium ergab sich, nachdem dasselbe mehrere Tage geschlossen gehalten war: $A = 370$, $a = 3-4$ Proz. In dem Keller eines benachbarten Hauses war $A = 200$, $a = 3{,}5$ Proz. In einer Sandsteinkasematte des Regensteines bei Blankenburg am Harz $A = 60$; a wurde nicht bestimmt. In dem oberen Raume unseres Laboratoriums fand sich: $A = 50$; a ca. 2 Proz. und schliesslich im Physiksaal des Gymnasiums war $A = 14$; a nur 0,5 bis 1 Proz.

In freier Luft liegen die Verhältnisse weit komplizierter. Eine einfache Beziehung zwischen A und dem Zerstreuungskoeffizienten a konnten wir bislang nicht auffinden; ebensowenig eine Abhängigkeit dieser Grösse von den sonstigen meteorologischen Elementen des Beobachtungstages. Seit Mitte Dezember vorigen Jahres haben wir etwa 90 Messungen im Freien zur Ermittlung der Aktivierungszahl angestellt. Das Maximum $A = 50$ wurde bei leichtem Schneefall beobachtet, das Minimum $A = 5$ bei bedecktem Himmel und ziemlich klarer Luft. Der Mittelwert aus den bislang vorliegenden Beobachtungen dürfte etwa 20 sein. Bemerkenswert erscheint uns, dass auch bei dichtem Nebel Aktivierungen erzielt werden, die bis zu $A =$ 40 ansteigen können, und dass häufig Minima der Aktivierung mit Maximis des Barometerstandes zusammentreffen.

Dass auch das natürliche elektrische Feld der Erde Aktivität hervorruft, haben wir schon früher (Aktivierung einer Drachenschnur) [1]) nachgewiesen. Neuerdings haben wir zwischen zwei 32 m voneinander liegenden Häusern einen Draht etwa 20 m über dem Erdboden frei ausgespannt und bei schönem Wetter einige Tage dort belassen. Nach dem Einholen des Drahtes fand sich $A = 2{,}5$. Fast dieselbe Zahl lieferte eine unter analogen Bedingungen gespannte Hanfschnur. Hierdurch ist direkt bewiesen, dass die der Erdoberfläche aufgelagerte Luftschicht unausgesetzt von Becquerelstrahlen schwacher Intensität durchsetzt wird. In der Grenzschicht zwischen Luft und Erde findet daher ständig eine durch Becquerelstrahlen bedingte Neubildung von Ionen statt.

Fortlaufende Messungen der Aktivierungszahl an ein und demselben Orte, sowie zunächst orientierende Messungen an klimatisch möglichst verschiedenen Orten halten wir daher für wünschenswert. Zur Erleichterung derartiger Beobachtungen haben wir Apparate konstruiert, die handlich und leicht transportabel sind. Das gesamte Instrumentarium besteht ausser einem Zerstreuungselektrometer mit auch unten geschlossenem Schutzcylinder [2]) aus folgendem:

1. aus einer Zambonischen Hochspannungstrockensäule von ca. 2300 Volt Polspannung und den notwendigen Schaltvorrichtungen.

2) Aus einem transportabeln Hochspannungselektroskop nach Braunschem Prinzip, jedoch mit Bernsteinisolation und Natriumtrocknung.

3) Aus einem Drahtnetzcylinder mit aufgewickeltem Drahte von etwa 20 m Länge, der

1) Diese Zeitschrift **3**, 79, 1901.
2) Vergl. ebenda **3**, 305, 1902.

in den geschlossenen Schutzcylinder des Zerstreuungsapparates eingeführt werden kann.

4) Aus zwei Drahthaltern aus Ebonit mit Natriumtrocknung, die bei geeigneter Behandlung selbst in den feuchtesten Räumen ihre Isolationsfähigkeit bewahren.

Wir beabsichtigen, dies gesamte Instrumentarium, dessen genauere Beschreibung wir an einem anderen Orte geben werden, kompendiös in einen Kasten einzubauen, so dass für Versuche z. B. in unterirdischen, natürlichen Höhlen nur die Mitführung einer leicht transportablen Kiste notwendig wird.

IV. J. Elster, Über gemeinsam mit Herrn Geitel ausgeführte Versuche über induzierte Radioaktivität der atmosphärischen Luft durch positive Potentiale.

Die von Herrn Sella getroffene Anordnung, eine auf positivem Potentiale gehaltene Metallplatte durch das Effluvium einer ihr gegenüber gestellten negativ elektrisierten Metallspitze vorübergehend zu aktivieren, gab uns Veranlassung, die Frage wieder aufzunehmen, ob bei positiver Elektrisierung gespannter Drähte in Räumen mit hoher Elektrizitätszerstreuung nicht doch auch induzierte Radioaktivität erzeugt werde. Wir hatten nämlich früher gelegentlich auch bei positivem Potential des exponierten Drahtes geringe Aktivierungen beobachtet, schoben jedoch die meist sehr kleine Wirkung auf das Vorhandensein elektrischer Schwingungen in dem gespannten Drahtsystem, das wir an ein Induktorium angeschlossen hatten.

Neuerdings im Keller des Archivs zu Wolfenbüttel unter Benutzung der Hochspannungstrockensäule nach dieser Richtung hin angestellte Versuche haben ein positives Resultat ergeben. Die Wirkung ist zwar (etwa 30 mal) schwächer, als bei negativer Elektrisierung des Drahtes, aber immerhin so ausgesprochen, dass an der Realität der Erscheinung nicht gezweifelt werden kann.

Ein Aluminiumdraht von 13 m Länge wurde vom 1. Mai 7_p bis zum 2. Mai 10_a positiv (auf ca. 2300 Volt) geladen an genanntem Orte exponiert. Nach dem Einholen des Drahtes ergaben sich am Zerstreuungselektrometer folgende Zahlen:

Zeit	Divergenz	Volt
0′	21,0	260
1′	19,5	254
2′	18,1	247
3′	16,8	242
10′	9,8	198.

Die Abnahme des Potentials betrug also in 10 Minuten 62 Volt.

Vor Einführung des Drahtes war gefunden:

Zeit	Differenz	Volt
0′	20,0	256
10′	19,0	251, also nur

eine Abnahme von 5 Volt. Es haben also 13 m Draht in $^1/_6$ Stunde eine Potentialerniedrigung von 62—5 = 57 Volt herbeigeführt. Daraus berechnet sich die Aktivierungszahl A zu 26. Nach $^1/_2$ Stunde war A gesunken auf 20 und nach 6 Stunden auf etwa 2. (Des Vergleichs wegen führen wir an, dass bei einem unmittelbar darauf in denselben Räumen mit negativ geladenen Drähten angestellten Versuche sich A zu 820 ergab.)

Blei-, Kupfer- und Platindrähte zeigten ebenfalls in der Kellerluft deutliche Aktivität durch positive Ladung, desgleichen Hanfschnüre.

Ein im Freien exponierter positiv geladener Platindraht von 13 m Länge liess dagegen in Übereinstimmung mit unseren früheren Versuchen eine unzweideutige Aktivierung nicht erkennen.

Sollte in Thoriumluft induzierte Radioaktivität auf positiv geladenen Leitern nicht erzeugt werden, so würde sich durch das geschilderte Verhalten positiv elektrisierter Drähte die aus der natürlichen Luft stammende radioaktive Substanz spezifisch von der durch Thorium erzeugten radioaktiven Emanation unterscheiden. Ob dem so ist, müssen weitere Versuche, die wir anzustellen beabsichtigen, lehren.

V. H. Geitel, Über einige gemeinsam mit Herrn Elster angestellte Versuche über die elektrische Zerstreuung in der Luft.

Diese bezogen sich zunächst auf die Beeinflussung der Elektrizitätszerstreuung durch äussere, d. h. nicht von der Ladung des Versuchskörpers abhängige elektrische Kräfte. Die Ergebnisse haben eine gewisse Bedeutung für die Zerstreuungsmessungen in der freien Atmosphäre, die ja stets unter dem Einfluss des Erdfeldes stehen. Es zeigte sich in Übereinstimmung mit früheren Erfahrungen[1], dass in staubfreier, lange Zeit abgeschlossen gehaltener Luft die am Zerstreuungsapparate gemessenen Elektrizitätsverluste schon bei Erregung eines äusseren Feldes von weniger als $1 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ merklich vermindert werden. Der Zerstreuungsapparat stand bei diesen Versuchen mit Schutzdach versehen auf einer zur Erde abgeleiteten Metallplatte, umgeben von einem isolierten Ringe aus Drahtgeflecht. Das Ganze war mit einer Glasglocke überdeckt. Durch Verschiebung einer isolierten Sonde, die luftdicht in einem Tubus der Glasglocke eingelassen war, konnte nach Belieben der Zerstreuungskörper wie der erwähnte Ring elektrisch geladen oder zur Erde abgeleitet werden.

Am ersten Tage nach der Zusammensetzung des Apparates sank das Potential des geladenen

1) Diese Zeitschrift **2**, 116, 1900.

Zerstreuungskörpers, während alle übrigen Teile des Apparats mit der Erde in Verbindung standen, um 33,5 Volt in der Stunde. In bekannter Weise[1]) stieg dieser Verlust in der eingeschlossenen Luft allmählich an, bis nach Verlauf von 6 Tagen das Maximum von etwa 67 Volt erreicht war. Es genügte nun, zwischen dem Schutzcylinder des Zerstreuungsapparats und dem in etwa 3—4 cm Abstande befindlichen Ringe durch Anlegen der Poldrähte einer einzigen Akkumulatorzelle eine Potentialdifferenz von etwa 2 Volt herzustellen, um durch den so eingeleiteten „Querstrom" den Spannungsverlust auf 50 Volt in der Stunde herabzumindern. Bei Verwendung von 16 Zellen ging der Verlust auf 25 Volt herab. Die Isolation des Apparats wurde, wie immer, unter Weglassung des Zerstreuungskörpers geprüft, es ergab sich alsdann ein Sinken des Potentials um nur 0,9 Volt in der Stunde.

Im Zusammenhange mit der auch in diesen Versuchen wieder hervortretenden grossen Beweglichkeit der Ionen in abgestandener Luft zeigte sich in Kellern bei Anwendung des sogenannten Fangkäfigs eine im allgemeinen noch weit auffälligere Abhängigkeit der Zerstreuung vom Vorzeichen der Ladung des Käfigs als in der freien Atmosphäre. Wurde der letztere mittels einer Zambonischen Säule auf etwa + 300 Volt geladen gehalten, so standen die Beträge der Elektrizitätszerstreuung in seinem Innern, je nachdem Zerstreuungskörper und Käfig von gleichnamiger oder entgegengesetzter Ladung waren, im Verhältnis von 65 : 1. War das Potential des Fangkäfigs niedriger, so traten die polaren Unterschiede weniger scharf hervor, doch war selbst bei Anlegung von nur einer Akkumulatorzelle noch ein Einfluss des Vorzeichens seiner Ladung bemerklich.

Polare Unterschiede in der Elektrizitätszerstreuung, besonders in sehr reiner Luft, brauchen daher nicht notwendig auf einem Überschusse der einen Ionenart zu beruhen, sie können auch durch äussere elektrische Kräfte, vor allem durch das Erdfeld, hervorgerufen werden, indem das Schutzdach des Apparats sowie benachbarte Leiter die Rolle des Fangkäfigs spielen.

Ferner sind zahlreiche Versuche gemacht in der Absicht, die Quelle der radioaktiven Eigenschaften der Luft festzustellen, aber alle mit negativem oder unsicherem Erfolge. Insbesondere fand sich keine merkliche Aktivität in dem Gestein der Wände von Höhlen und Kellern, deren Luft von abnormer Leitfähigkeit war. Bei den Aktivierungsversuchen in der freien atmosphärischen Luft wurde auch auf einen möglichen Einfluss der Gegenwart von Wasserstoffsuperoxyd geachtet.[1]) Es wurde die Aktivierung unter sonst identischen Bedingungen mit Hanfschnüren vorgenommen, die mit salzhaltigem Wasser allein oder unter Zusatz einer Lösung von Wasserstoffsuperoxyd getränkt waren. Ein Unterschied in der Aktivität war nicht zu erkennen. Ebenso erwies sich in dem geschlossenen Raume der oben erwähnten Glasglocke die Gegenwart von Wasserstoffsuperoxyd als ohne Einfluss auf die Elektrizitätszerstreuung.

Ferner versuchten wir, ob, wie aus der Atmosphäre, sich vielleicht auch aus grösseren Wassermengen radioaktive Stoffe abscheiden liessen. Unterwirft man eine Lösung von Uranerzen der Elektrolyse, so zeigt sich die Kathode entsprechend der metallischen Natur der radioaktiven Begleiter des Urans viel kräftiger wirksam als die Anode. Wir liessen nun einen Aluminiumdraht von etwa 20 m Länge 24 Stunden lang in der an unserm Wohnort vorüberfliessenden Oker liegen, indem wir von ihm als Kathode aus einen Strom von 1—2 Ampère in das Wasser schickten. Der nach Ablauf dieser Zeit stark mit Calciumcarbonat überzogene Draht liess indessen keine Aktivität erkennen. —

Die durch den Prozess der Elektrizitätszerstreuung auf einer Kathode hervorgerufene vorübergehende Radioaktivität kann unter Umständen auch die Angaben des Zerstreuungsapparats störend beeinflussen. Lässt man auf eine Zerstreuungsmessung in der stark ionisierten Luft eines Kellers oder einer Höhle unmittelbar eine weitere Beobachtung mit demselben Apparate in der freien Luft folgen, so fällt deren Ergebnis stets zu gross aus, indem das Schutzdach oder der Zerstreuungskörper selbst je nach dem Vorzeichen der vorher angewandten Ladung eine induzierte Aktivität angenommen hatten. Die Störung verschwindet mit dem Erlöschen dieser Aktivität nach mehreren Stunden von selbst. Es ist nun nicht ausgeschlossen, dass bei fortgesetztem Gebrauche eines und desselben Apparats eine merkliche Wirksamkeit von einer Messung zur andern bestehen bleibt, die sich in zu hohen Werten der Zerstreuungskoeffizienten zu erkennen giebt. Es ist uns aufgefallen, dass Apparate, die neu aus der Werkstatt des Mechanikers hervorgegangen sind, stets geringere Beträge als solche ergaben, die zu täglichen Messungen dienten. Wir möchten die Aufmerksamkeit anderer Beobachter auf diese Erscheinung lenken.

Schliesslich wurde eine Vorrichtung demonstriert, die den Zweck hat, Fehler bei der Ablesung des Exnerschen Elektroskops auszuschliessen. Die vordere Glaswand des Elektroskops trägt nicht, wie bei der üblichen Form,

1) Vgl. diese Zeitschrift 1, 245, 1900.

1) In Rücksicht auf Versuche von d'Arcy über Elektrizitätszerstreuung im Lichte von einer Lösung von Wasserstoffsuperoxyd aus. (Phil. Mag. [6], 3, 42—52, 1902.)



eine Papierskala, sondern ist in ihrem unteren Teile durch eine auf der innern Fläche niedergeschlagene Silberschicht spiegelnd gemacht. Ihr gegenüber befindet sich die aus Milchglas hergestellte Skala, deren Abstand von der Spiegelfläche so eingestellt werden kann, dass ihr Bild genau in die Ebene der vorderen Ränder der Blättchen fällt. Infolgedessen ist die Ablesung an diesem Spiegelbilde von der Entfernung des Auges unabhängig und auch Parallaxenfehler sind ausgeschlossen. Zur Erhöhung der Genauigkeit der Ablesung kann eine Lupe zu Hilfe genommen werden.

(Eingegangen 10. August 1902.)

Neue Vorlesungsversuche über schnelle elektrische Schwingungen.

Von Georg Seibt.

Seit den klassischen Versuchen von Heinrich Hertz hat man mehrfach versucht, die wellenartige Ausbreitung elektrischer Schwingungen und die Erscheinungen der elektrischen Resonanz durch Vorlesungs-Experimente anschaulich darzustellen. Besondere Verbreitung gefunden haben die Lechersche Anordnung in Verbindung mit der Aronsschen Röhre, der von Lodge angegebene Apparat und, last not least, die brillanten, an den Namen Nicola Tesla sich anschliessenden Experimente.

In folgendem soll die Beschreibung eines Universal-Instrumentariums gegeben werden, welches nicht nur einen Ersatz für die oben erwähnten Apparate bietet, sondern auch gestattet, eine ganze Reihe neuer, packender Experimente anzustellen. Hierzu gehören:

Die sichtbare Darstellung elektrischer Wellen in spulenförmigen Leitern,

die Abstimmung in der Wellen-Telegraphie,

einige akustisch-elektrische Analogien,

neue interessante Leuchterscheinungen.

Die wissenschaftlichen Grundlagen des Instrumentariums sind in früheren Untersuchungen von mir (Rostocker Inaugural-Dissertation 1902 oder Elektrotechnische Zeitschrift 1902, Heft 15—19)[1]) enthalten. Die Mehrzahl der Experimente habe ich während meiner Thätigkeit als Assistent des Herrn Prof. Slaby im elektrot. Laboratorium d. Techn. Hochschule in Charlottenburg ausgeführt.

1) Als Abkürzungen dieser Veröffentlichungen sollen im folgenden die Zeichen R. I. D. und E. T. Z. gebraucht werden.

Beschreibung des Apparates.

Fig. 1 zeigt die Schaltungsweise des Apparates und Fig. 2 die konstruktive Durchführung desselben. Die hauptsächlichsten Teile desselben sind: Erstens ein sogenannter Thom-

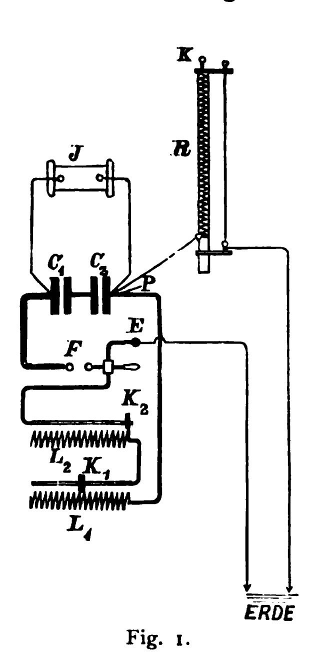


Fig. 1.

sonscher Schwingungskreis, bestehend aus den beiden Leydenerflaschen C_1 und C_2, der Funkenstrecke F und den beiden regulierbaren Selbstinduktionsspulen L_1 und L_2; zweitens eine Resonanzspule R (Fig. 6, 7 und 8), welche für die Versuche bei P an die eine Belegung der Leydenerflaschen angeschlossen wird. Die Details des Apparates sind aus den Abbildungen Fig. 1 und 2 deutlich erkennbar. Die beiden Leydenerflaschen können durch kurze Kupferbügel, welche beigegeben werden, in bequemer Weise in Reihe oder parallel geschaltet werden (die für Parallelschaltung bestimmten Bügel liegen in Fig. 2 vor dem Apparate). Die Funkenstrecke ist leicht verstellbar und zwar auch während des Betriebes, da die Klemme E mit der Erde (Wasser- oder Gasleitung) verbunden wird. Um das Licht und das knatternde Geräuch der Funkenstrecke zu dämpfen, wird dieselbe mit einem Holzdeckel verschlossen. Die regulierbaren Selbstinduktionen L_1 und L_2 bestehen aus dickem Kupferdraht, welcher auf Porzellanträger spiralförmig aufgewickelt ist.

Nicht geringe Schwierigkeiten bot die konstruktive Gestaltung der auf den Kupferspulen schleifenden Kontakte K_1 und K_2. Es zeigte sich nämlich, dass im Betriebe ein leichtes Verschmelzen der Berührungsstellen eintrat, welches zum „Ecken" der Kontakte Veranlassung gab. Die freie Beweglichkeit wurde

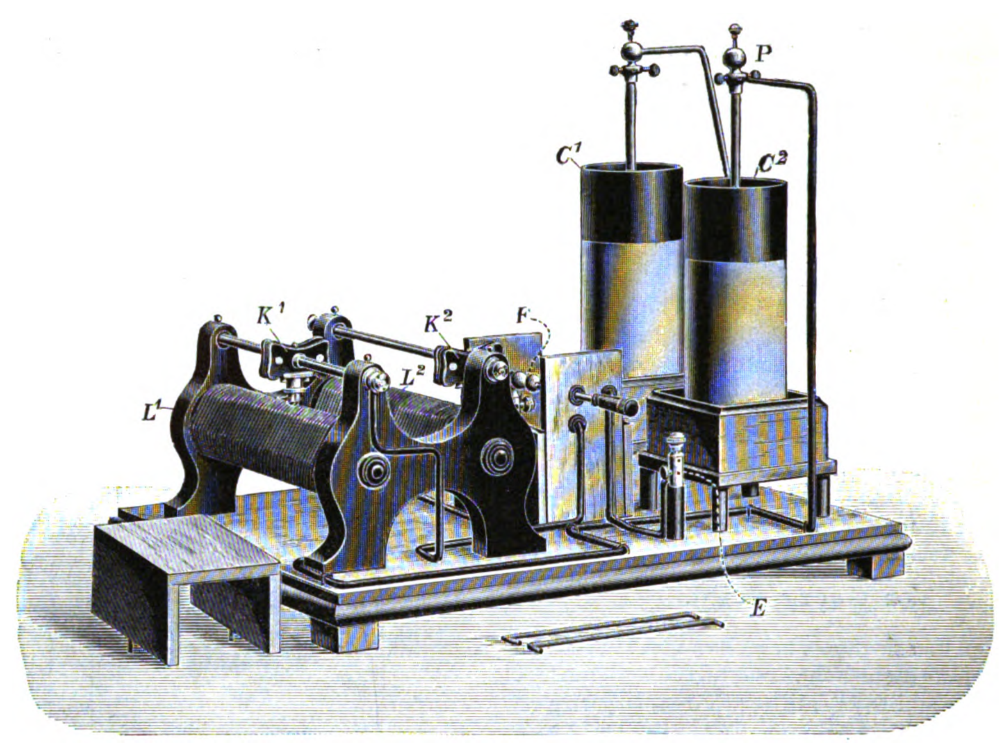


Fig. 2.

dadurch endgültig gesichert, dass die Kontaktstücke in Form von Rollen ausgebildet wurden.

Andere Einzelheiten werden weiter unten bei den Versuchen selbst besprochen werden. Bei der Konstruktion des Apparates wurde besonders darauf geachtet, dass derselbe ohne Zeitverlust auf dem Experimentiertisch aufgestellt und wieder entfernt werden kann. Sämtliche Teile mit Ausnahme der Resonanzspule sind daher in kompendiöser Weise auf einem massiven Grundbrett vereinigt.

Wirkungsweise des Apparates.

Durch die langsamen Schwingungen des Induktoriums *J* (Fig. 1) werden die Leydenerflaschen mit elektrischer Energie geladen, bis infolge der hohen Spannung der Widerstand der Funkenstrecke durchbrochen wird. Durch den plötzlichen Ausgleich der Potentiale entstehen die durch die Untersuchungen von Thomson und Kirchhoff bekannt gewordenen Schwingungen in gleicher Weise wie in dem Primärkreise eines Tesla-Transformators. Diese Schwingungen sind trotz der Wärmeentwickelung in der Funkenstrecke wenig gedämpft, weniger z. B. als die Schwingungen des Hertzschen und Righischen Radiators. Wir können daher den Thomsonschen Schwingungskreis als

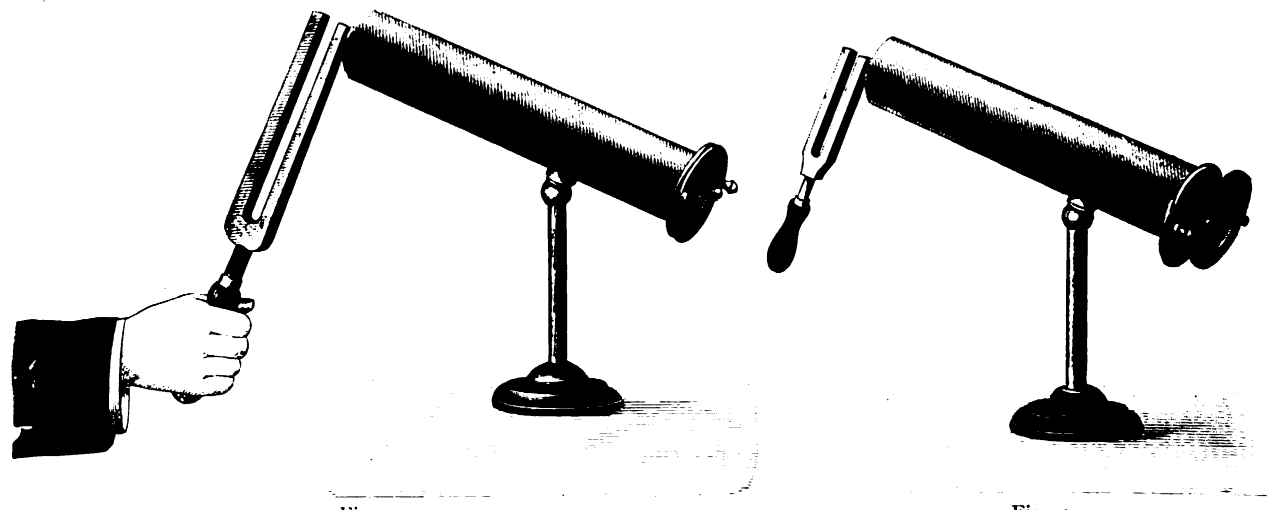


Fig. 3. Fig. 4.

eine Stromquelle oder, wenn man will, als einen Generator für sehr schnelle elektrische Schwingungen betrachten. Die Schwingungen werden nun bei P in die Resonanzspule hineingeleitet, pflanzen sich in derselben fort, werden an den Enden reflektiert und geben dadurch zu stehenden elektrischen Wellen Veranlassung.

Es ist zweckmässig, der weiteren Erklärung eine akustische Analogie zu Grunde zu legen. Das Modell hierfür ist in der Fig. 3 dargestellt. Es besteht aus einer kräftigen Stimmgabel und aus einem genau abgepassten Rohr aus Messing auf Stativ, welches wie ein Resonanzkasten wirkt. Wird die Stimmgabel angeschlagen und vor die Öffnung des Rohres gehalten, so wird dasselbe zum Mitschwingen gebracht und zwar in verschiedener Stärke, je nachdem seine Eigenschwingung mit derjenigen der Stimmgabel übereinstimmt oder nicht. Ins Elektrische übertragen entspricht der Stimmgabel der Thomsonsche Schwingungskreis und dem gedackten Rohre die Resonanzspule.

Die Analogie ist eine überraschend vollkommene. Dieselbe lehrt sofort, wann die Spule in die stärksten Schwingungen gerät. Es ist dies dann der Fall, wenn die Bedingung für die Resonanz der eingeleiteten und der Eigenschwingung der Spule erfüllt ist. Bezeichnet man die gesamte Länge der Spule oder des Rohres mit $\mathfrak{l}$ und die Wellenlänge mit λ, so lautet die Resonanzgleichung (vergl. R. I. D. oder E. T. Z. Gleichung 43 und 44 und die vorhergehende Gleichung, ferner Gleichung 55)

$$\mathfrak{l} = \frac{m}{4}\lambda,$$

worin m eine ungerade Zahl bedeutet.

Für die Grundschwingung ist $m = 1$, d. h. Rohr und Spule schwingen in $^1/_4$ Welle. Für den ersten Oberton ist $m = 3$, d. h. Rohr oder Spule schwingt in $^3/_4$ Welle u. s. f.

Wenn man das obere Ende der Spule mit der Erde verbindet, so entspricht dies dem Öffnen der Klappe des gedackten Rohres (Fig. 4). Die Bedingung für die Resonanz ist dann

$$\mathfrak{l} = \frac{n}{4}\lambda,$$

worin n eine gerade Zahl bedeutet.

Die Ingangsetzung des Apparates.

Es genügt ein Induktorium von 20—30 cm Schlagweite. Als Unterbrecher dient am besten der Deprez-Unterbrecher. Weniger geeignet ist der Wechselstrom einer Centrale. Gute Erfolge erzielt man auch mit einer Quecksilber-Turbine. Die Funken der Funkenstrecke sollen weissglänzend sein und in gleichmässigem Flusse übergehen. Zeigt sich Neigung zur Lichtbogenbildung, was bei Wechselstrom häufig vorkommt, so ist die Funkenstrecke zu vergrössern. Bei dem Übergange von Reihenschaltung zur Parallelschaltung muss die Funkenstrecke verkleinert, im entgegengesetzten Falle vergrössert werden. Die feinere Regulierung der Schwingungszahl geschieht durch Verschieben der Rollenkontakte K_1 und K_2.

Dabei beachte man folgende Regeln:

Man überzeuge sich, dass die Klemme E geerdet ist. Man vermeide die Berührung des in Fig. 1 als Doppellinie gezeichneten, in der Ausführung rot gefärbten Leitungsdrahtes, denn derselbe liegt an dem anderen, nicht geerdeten Pole des Induktoriums. Zuerst reguliere man an der vorderen Selbstinduktion mit dem Kontakt K_1 und lasse den Kontakt K_2 zunächst in der Ruhestellung der Fig. 1 und 2. Erst wenn die Selbstinduktion L_1 vollständig eingeschaltet, die gewünschte Schwingungszahl aber noch nicht erreicht ist, reguliere man mit dem Kontakte K_2. Bei der Ausserachtlassung dieser Vorschrift gehen von dem Kontakte K_1 Fünkchen nach der Hand des Experimentators über. Dieselben sind zwar ungefährlich, können aber bei längerem Experimentieren lästig werden.

Versuche.

1. Zur Demonstration der Resonanz verbindet man zwei kleine Spulen von verschiedener Windungszahl (eine gelbe und eine grüne, Fig. 5) mit dem Punkte P (Fig. 1). Die Leydenerflaschen sind in Reihe geschaltet.

a) Ist die Schwingungszahl mittels des Rollenkontaktes richtig eingestellt, so strahlt der obere Teil der abgestimmten Spule in lebhafter Entladung elektrischer Massen, während die andere Spule dunkel bleibt (Fig. 5). Durch Veränderung der Schwingungszahl kann man die Rollen der beiden Spulen vertauschen. Die gelbe Spule erfordert eine geringere Schwingungszahl als die grüne.

b) Um sich zu überzeugen, dass die Spule im Zustande der Resonanz in $^1/_4$ Welle schwingt, ziehe man mittels eines metallenen Gegenstandes Funken aus den Windungen.

c) Akustisches Modell für Versuch a und b (Fig. 3).

Hält man vor das gedackte Rohr die grosse Stimmgabel, so schwillt die Tonstärke durch Resonanz sehr stark an. Verändert man die Schwingungszahl durch Aufsetzen eines Gewichtes, so zeigt sich keine Verstärkung des Tones.

d) Durch Nähern der Hand oder eines Stanniolblattes kann man die Spule leicht verstimmen, so dass das Leuchten aufhört.

e) Ist die Selbstinduktion von vornherein etwas zu gross eingestellt, sodass die Spule eben dunkel bleibt, so kann man dieselbe durch

Nähern der Hand wieder abstimmen. Nähert und entfernt man abwechselnd die Hand, so spritzt die Leuchtgarbe gehorsam hervor und zieht sich wieder zurück, wie der Strahl einer Wasserfontäne, deren Ventil man öffnet und schliesst. Erklärung: Durch Nähern der Hand wird die Kapazität der Spule vergrössert und dadurch wird der Eigenton ein tieferer.

f) Auch durch Anhängen eines Metallgegenstandes etwa einer Kugel oder einer Platte kann man die Spule leicht verstimmen und durch Vermehrung der Selbstinduktion wieder in den Resonanzzustand zurückführen. Die

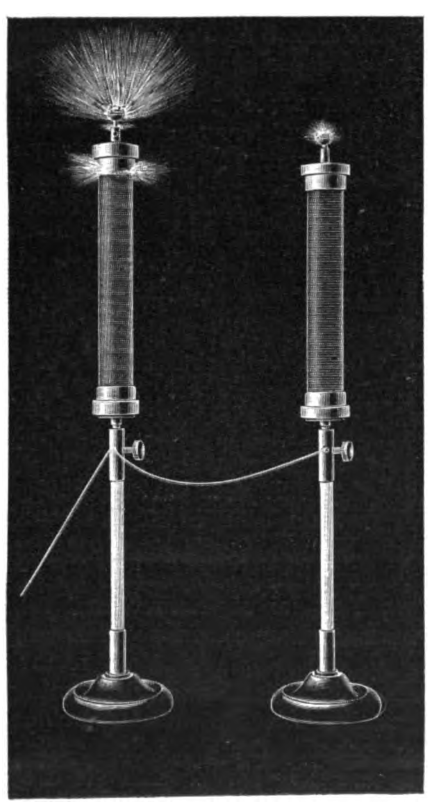


Fig. 5.

Kapazität der Gegenstände wirkt hier wie eine zusätzliche Drahtlänge, also so, als ob die Spule länger wäre. (R. I. D. S. 22 oder E. T. Z. Heft 16 Gl. 47.)

2. Die Teslaschen Experimente, Büschelentladung, Wärmewirkung, Lichterscheinungen in verdünnten Gasen u. s. w. lassen sich ohne weiteres anstellen. Als zweiten Pol betrachte man die Erde. Das vorliegende Instrumentarium gewährt noch einen erheblichen Vorteil vor den Tesla-Transformatoren der gewöhnlichen Ausführung. Denn man kann mittels der veränderlichen Selbstinduktion jedesmal auf den Maximaleffekt einstellen. (R. I. D. S. 40 oder E. T. Z. Heft 19, S. 410.)

3. Objektive Darstellung der Wellen in Spulen. Die sehr starken Spannungen, welche bei all diesen Experimenten auftreten, ermöglichen es, den Wellenverlauf in Spulen sichtbar zu machen. Hierzu dient eine ca. 2 m lange Spule mit eisernem Dreifuss und parallel gezogenem Draht, dessen unteres Ende geerdet wird.

a) Abstimmung auf $^1/_4$ Welle (Fig. 6). Beide Leydenerflaschen parallel, die Selbstinduktion L_1 ganz und die Selbstinduktion L_2 etwa $^3/_4$ eingeschaltet. An dem freien Ende entsteht ein sehr kräftiger Spannungsbauch. Zwischen der Spule und dem Paralleldraht beobachtet man ein kontinuierlich verlaufendes, bläulich-weisses Lichtband von nicht unerheblicher Leuchtkraft. Akustische Analogie wie bei Versuch 1 a, b, c.

b) Abstimmung der offenen Spule auf den ersten Oberton also $^3/_4$ Welle. Beide Flaschen in Reihe, die Selbstinduktion L_1 etwa zu $^3/_4$ eingeschaltet. Der Spannungsbauch am Ende ist geringer als bei dem vorhergehenden Versuch (R. I. D. S. 18 und 19, Kurven 2 und 4 oder E. T. Z. Heft 16, Kurven 11 und 13). Akustische Analogie: Resonanz des gedackten Rohres auf die beigegebene zweite Stimmgabel, welche gegenüber der grossen Stimmgabel die dreifache Schwingungszahl besitzt.

c) Ebenso lassen sich $^5/_4$ (Fig. 7) und auch noch $^7/_4$ Wellen darstellen. Dabei wird die Leuchtkraft immer schwächer und die Erscheinung verwaschener. Bei den kürzeren Wellen nähert man entsprechend den Paralleldraht.

d) Verbindet man das obere Ende der Spule mit dem Paralleldraht oder auch direkt mit der Erde, so erhält man daselbst stets einen Knoten der Spannung. Fig. 8 zeigt die Abstimmung auf $^1/_2$ Welle. Das akustische Analogon davon ist ein beiderseits offenes Rohr (Fig. 4). Desgleichen lassen sich die Obertöne $^4/_4$ und $^6/_4$ Wellen herstellen.

4. Einige interessante Leuchterscheinungen.

a) In der Nachbarschaft der Spule wird ein starkes elektrisches Feld erzeugt entsprechend dem Wellenverlauf in der Spule. Bewegt man eine Vakuumröhre parallel zur Spule, jedoch so, dass ihre Achse senkrecht zur Achse der Spule steht, so leuchtet die Röhre einem Bauche gegenüber hell auf und bleibt einem Knoten gegenüber dunkel.

b) Trägt man auf, ein Blatt Papier oder Pappe mit Bleistift einen kontinuierlichen, dicken Linienzug auf etwa einen Buchstaben oder den schematischen Verlauf eines Flusses und verbindet den Anfang mit der Spule, so leuchtet das Ganze in schönem, magischen



Lichte. Es scheint so, als ob sich ein Strom geschmolzenen Silbers über das Blatt ergiesst.

c) Besonders hell leuchtet die Ebertsche Phosphoreszenzlampe, deren eine Klemme mit der Spule und deren andere mit der Erde verbunden wird.

d) Setzt man auf die gelbe oder grüne Spule einen Metalldraht von etwa 4 mm Durchmesser, so schiessen aus dem ganzen Oberteil starke Büschelentladungen hervor, welche in einer fortwährenden Bewegung zu sein scheinen.

5. Demonstration der Abstimmung in der Marconi-Telegraphie.

In der praktischen Wellentelegraphie wird zur Zeit fast ausschliesslich die in der Fig. 9 dargestellte Schaltung benutzt. Sowohl Marconi als auch Slaby und Braun bedienen sich derselben. Dieselbe unterscheidet sich von der vorliegenden Anordnung nur dadurch, dass an Stelle der Resonanzspule der Gebedraht G gesetzt ist. Dadurch wird aber bezüglich der Art der Fernwirkung kein prinzipieller Unterschied herbeigeführt.

a) Zur Demonstration der Abstimmung ersetzt man den Gebedraht G wieder durch die kleine gelbe Spule, wie bei Versuch 1a. In gleicher Weise wie diese Spule wird in der praktischen Wellentelegraphie auch der Gebedraht auf $^1/_4$ Welle abgestimmt.

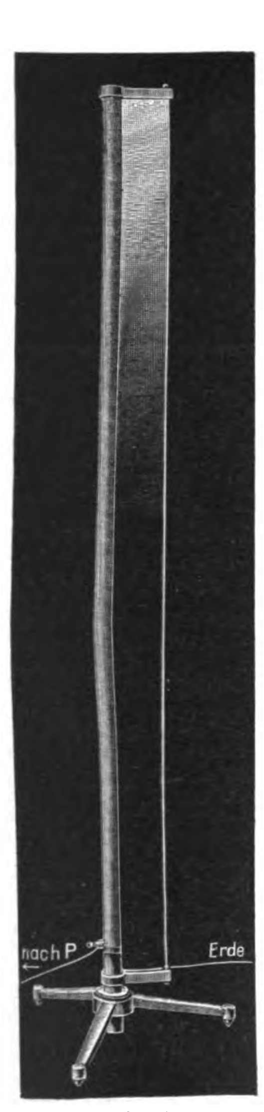


Fig. 6.

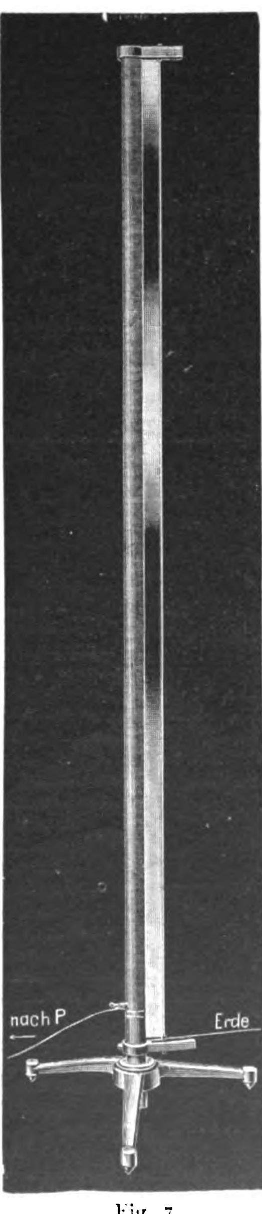


Fig. 7.

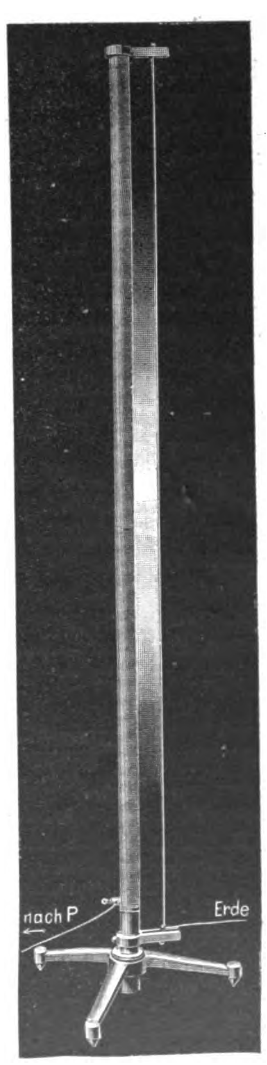


Fig. 8.

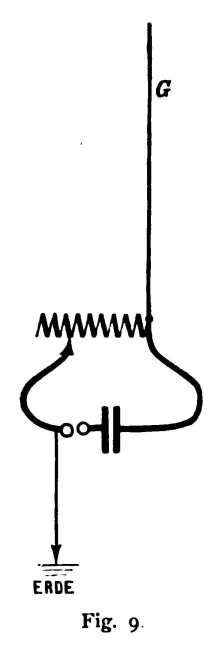


Fig. 9.

b) Aber auch der Fangdraht muss abgestimmt sein. Man stellt in einiger Entfernung eine zweite kongruente gelbe Spule auf. Dieselbe trägt an der Spitze eine kleine Geisslersche Röhre und wird am unteren Ende geerdet. Nach Ingangsetzen des Gebe-Apparates leuchtet die Röhre hell auf. Setzt man an Stelle dieser sekundären Spule die kleine grüne Spule, so bleibt die dort angesetzte Lampe dunkel. Der Fangdraht ist dann verstimmt. Geht man aber mit der grünen Spule sehr dicht an den Gebeapparat heran, so leuchtet die Spule wieder auf. Man erkennt daraus, dass eine vollständige Abstimmung bis jetzt nicht erreicht ist.

c) Die Schirmwirkung von Blitzableitern, eisernen Schiffsmasten etc. wird demonstriert, indem man zwischen die beiden gelben Spulen noch eine dritte gelbe Spule einführt, welche ebenfalls zu erden ist. Die Vakuumlampe auf der Fangspule verliert dabei an Leuchtkraft.

Die anzustellenden Experimente lassen sich in dem Rahmen dieser Anleitung, als welche ich diese Zeilen nur aufgefasst wissen möchte, nicht erschöpfend behandeln. Der geschickte Experimentator wird dieselben alsbald ausbauen und neue ersinnen. Da ein starkes Verlangen nach weiterer Aufklärung über das Verhalten von Spulen gegenüber schnellen Schwingungen vorhanden ist, und die bestehende Litteratur darüber noch in den Anfängen liegt, so steht zu erwarten, dass bald neue Experimentaluntersuchungen folgen werden. Auch hierfür dürfte das Instrumentarium gute Dienste leisten.

Die hier beschriebenen Apparate sind nach meinen Angaben von dem Präzisions-Mechaniker Ferdinand Ernecke-Berlin konstruiert worden und können von der genannten Firma bezogen werden.

(Eingegangen 21. September 1902.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Arnold, E., Die Wechselstromtechnik. Band I. J. L. La Cour, Theorie der Wechselströme und Transformatoren. Mit 263 in den Text gedruckten Figuren. 8. XI u. 425 S. 1902. Berlin, Julius Springer. Gebunden M. 12,—.

Bemmelen, W., van, Erdmagnetische Pulsationen. Mit einer Tafel. (Sonderdruck der „Natuurkundig Tijdschrift voor Nederlandsch-Indië, Deel LXII"). gr. 8. 18 S. 1902. Weltevreden, Boekhandel Visser & Co.; Amsterdam, P. Fittica Roem. Jzn.

Fittica, F., Geschichte der Sulfitzellstoff-Fabrikation. gr. 8. III u. 47 S. 1902. Leipzig, S. Hirzel. M. 1,—.

Geissler, Kurt, Die Grundsätze und das Wesen des Unendlichen in der Mathematik und Philosophie. gr. 8. VIII u. 417 S. 1902. Leipzig, B. G. Teubner. M. 14,—.

Monographien über angewandte Elektrochemie. II. Bd. Minet, Adolphe, Die Gewinnung des Aluminiums und dessen Bedeutung für Handel und Industrie. Ins Deutsche übertragen von Emil Abel. Mit 57 Figuren und 15 Tabellen im Text. gr. 8. VII u. 129 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 7,—.

Ostwald, W. und **R. Luther**, Hand- und Hilfsbuch zur Ausführung physiko-chemischer Messungen. Zweite Auflage. Mit 319 Figuren im Text. gr. 8. XII u. 492 S. 1902. Leipzig, Wilhelm Engelmann. Gebunden M. 15,—.

Photographische Bibliothek. Band I. Vogel, H. W., Das photographische Pigment-Verfahren (Kohledruck). Vierte, völlig veränderte Auflage, mit einem Anhang über das Velours-, Gummidruck- und Azotypie-Verfahren. Bearbeitet von Paul Hannecke. Mit einer Tafel in Pigmentdruck und 15 Abbildungen im Text. 8. VIII u. 127 S. 1902. Berlin, Gustav Schmidt. M. 3,—, Gebunden M. 3,50.
— Band XIV. Schmidt, Hans, Die Architektur-Photographie unter besonderer Berücksichtigung der Plastik und des Kunstgewerbes. Mit 20 Tafeln und 52 Abbildungen im Text. 8. XII u. 140 S. 1902. do. M. 4,—, gebunden M. 4,50.
— Band XV. Loescher, Fritz, Vergrössern und Kopieren auf Bromsilberpapier. Mit einer Tafel in Bromsilberdruck und 19 Abbildungen im Text. 8. IX u. 105 S. 1902. M. 2,50, gebunden M. 3,—.

von Waltenhofen, A., Die internationalen absoluten Maasse, insbesondere die elektrischen Maasse, für Studierende der Elektrotechnik in Theorie und Anwendung dargestellt und durch Beispiele erläutert. Dritte, zugleich als Einleitung in die Elektrotechnik bearbeitete Auflage. Mit 42 eingedruckten Figuren. gr. 8. XI u. 306 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. M. 8,—. Gebunden M. 9,—.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der a. o. Professor an der deutschen Universität Prag Dr. Karl Brunner wurde zum o. Professor der Chemie an der Universität Innsbruck, der Vorstand des agrikulturchemischen Laboratoriums an dem botanischen Landesinstitut Buitenzorg (Insel Java) P. van Romburgh zum o. Professor der Chemie an der Universität Utrecht ernannt.

Der a. o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe Dr. Disteli hat einen Ruf an die Kaiser Wilhelms-Universität in Strassburg erhalten und wird ihm Folge leisten.

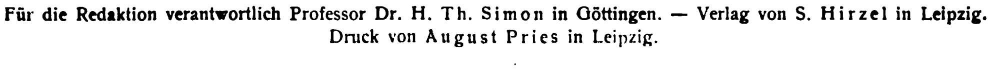
Dem etatsmässigen Extraordinarius an der Universität Tübingen Professor Dr. Carl Bülow, der seither das Fach der organischen Chemie vertreten hat, ist nunmehr ein besonderer Lehrauftrag für analytische und technische Chemie erteilt worden.

Die Universität Christiania ernannte den o. Professor der Mathematik Dr. Wirtinger in Innsbruck zum Ehrendoktor.

Die von dem Kuratorium der Flückiger-Stiftung für Verdienste um die Pharmazie zu verleihende Flückiger-Medaille ist dem Professor für pharmazeutische Chemie an der Universität Marburg Dr. Ernst Schmidt zuerkannt worden.

In den Ruhestand trat der o. Professor der Astronomie und Mathematik an der Universität Krakau Dr. Franz Karlinski.

In Frankfurt a/M. starb am 15. September der Chemiker und Meteorologe Professor Dr. Julius Ziegler im 61. Lebensjahre, in Nürnberg der Gymnasial-Professor a. D. und Erfinder der Maschine zum Schleifen der Parabolspiegel, die in den Scheinwerfern verwendet werden, Joh. Georg Munter, im 84. Lebensjahre, in London Sir Frederic Abel, der Erfinder des nach ihm benannten Entflammungsgerätes für Erdöl.


Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. | 1. November 1902. Redaktionsschluss für No. 4 am 5. November 1902. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Änderung der spezifischen Wärme der Metalle mit der Temperatur.[1])

Von W. Gaede.

Um die spezifische Wärme der Metalle mit möglichst grosser Genauigkeit bestimmen zu können, bildete der Verfasser folgende Methode aus. Die zu untersuchenden Metalle haben kreiscylindrische Gestalt und besitzen in der Mitte ein Bohrloch, das mit Quecksilber angefüllt wird. Bei den Amalgam bildenden Metallen ist das Bohrloch mit einer dünnwandigen Stahlhülse ausgekleidet. In das Quecksilber wird ein zugleich als Widerstandsthermometer und elektrischer Heizkörper dienendes Instrument, das „Kupferthermometer", eingetaucht. Dieses besteht aus einem Kupferstift, in welchem ein Kupfer- und ein Konstantandraht so eingebettet sind, dass bei guter elektrischer Isolation der Wärmeleitungswiderstand zwischen den Drähten und dem Kupferstifte auf ein Minimum reduziert ist. Zur Messung der spezifischen Wärme bei einer bestimmten Temperatur wird das aus dem Metallcylinder, Quecksilber und Kupferthermometer bestehende Kalorimeter in einen Thermostaten gebracht. Durch den Konstantandraht des Kupferthermometers wird ein Strom geschickt, und der durch die Stromwärme hervorgerufene Temperaturanstieg des Kalorimeters wird durch Widerstandsmessung des Kupferdrahtes vor und nach der Erwärmung bestimmt und wegen der Wärmeverluste des Kalorimeters durch Strahlung korrigiert. Der Quotient, zugeführte Joulesche Wärme, dividiert durch den Temperaturanstieg, giebt den Wasserwert des Kalorimeters. Subtrahiert man hiervon den Wasserwert des Kupferthermometers und des eingefüllten Quecksilbers, und dividiert man den Rest durch das Gewicht des Metalls, so erhält man die gesuchte spezifische Wärme. Um die Genauigkeit der Methode festzustellen, wurde eine grössere Zahl von Beobachtungen unter gleichen Umständen ausgeführt. Es zeigte sich, dass die Extreme um 1 pro Mille differieren. Die Methode verbürgt demnach eine Sicherheit der Messungen, wie sie nach den bisher verwendeten Methoden nicht zu erreichen war. Um zu wissen, ob die erreichte Genauigkeit durch systematische Fehler nicht illusorisch werde, wurden alle denkbaren Fehlerquellen rechnerisch und experimentell untersucht. Es zeigte sich, dass bei der gegebenen Anordnung nur die Wärmeleitungserscheinungen einen praktisch in das Gewicht fallenden Einfluss ausüben. Dieser liess sich mit grosser Genauigkeit direkt empirisch bestimmen und wurde in Rechnung gezogen.

Die folgenden Tabellen geben die bei den Temperaturen t gefundenen spezifischen Wärmen c.

1) Auszug aus der Freiburger Dissertation.

Antimon		Blei		Kadmium	
t	*c*	*t*	*c*	*t*	*c*
17,1	0,050248	18,3	0,030543	17,1	0,054834
33,0	0,050558	32,3	0,030748	32,2	0,055349
47,2	0,050823	47,1	0,030911	47,1	0,055663
62,4	0,051028	61,6	0,031032	61,8	0,055936
77,3	0,051160	76,9	0,031116	76,9	0,056291
92,5	0,051321	92,0	0,031251	92,2	0,056548
Kupfer		**Platin**		**Quecksilber**	
t	*c*	*t*	*c*	*t*	*c*
16,7	0 09108	17,5	0,031279	17,1	0,033261
32,7	0,09189	32,0	0,031456	31,8	0,033115
47,0	0,09244	47,8	0,031675	47,2	0,033016
61,9	0,09310	62,2	0,031798	61,9	0,032925
76,4	0,09346	77,2	0,031927	77,0	0,032818
92,3	0,09403	92,2	0,032046	92,6	0,032732
Stahl		**Zink**		**Zinn**	
t	*c*	*t*	*c*	*t*	*c*
16,8	0,10636	17,3	0,09222	16,8	0.053978
32,3	0,10825	32,4	0,09293	32,5	0,054458
47,1	0,10993	47,2	0,09360	46,8	0,054856
62,0	0,11141	62,2	0,09411	62,1	0,055342
76,7	0,11292	77,3	0,09458	76,9	0,055801
91,9	0,11442	92,7	0,09492	92,1	0,056235

Die Zahlen zeigen, dass mit steigender Temperatur die spezifische Wärme bei den festen Metallen zunimmt, bei Quecksilber dagegen abnimmt. Berechnet man die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten der spezifischen Wärme von der Temperatur, indem man die gegebenen Zahlenreihen nach der Methode kleinster Quadrate durch eine parabolische Funktion darstellt, so findet man, dass der absolute Wert des Temperaturkoeffizienten bei den festen und flüssigen Metallen mit steigender Temperatur abnimmt. Vergleicht man die hier gegebenen Werte mit den von anderen Beobachtern gefundenen Zahlen, so findet man eine gute Übereinstimmung bei Quecksilber. Auch bei den übrigen reinen Metallen erhält man zufriedenstellende Übereinstimmungen, wenn man die Werte aller Beobachter zusammenfassend das Mittel nimmt und die hier gegebenen Werte mit dem Mittel vergleicht. Bei Platin allein finden sich merkwürdigerweise grössere Unterschiede, indem der hier gegebene Wert kleiner ist, als alle von den anderen Beobachtern mitgeteilten Zahlen. Nach einer brieflichen Mitteilung von Herrn Heräus in Hanau, der für diese Versuche einen 591 gr schweren Cylinder aus chemisch reinem Platin in liebenswürdigster Weise geliehen hatte, war es vor dem Jahre 1893 nicht möglich, absolut reines Platin herzustellen. Da also den einzelnen Beobachtern offenbar verschiedene Platinsorten zur Untersuchung dienten, ist es wahrscheinlich, dass die bei Platin gefundenen Differenzen sich auf Beimengung fremder Metalle zurückführen lassen.

(Eingegangen 4. Oktober 1902.)

Das Leitvermögen von Bleiglanz und Silberglanz.[1]

Von Franz Streintz.

Die Oxyde und Sulfide der Metalle befinden sich von ihrer Darstellung her meist im Zustande feiner Pulver. Um sie auf ihr Leitvermögen zu prüfen, war es notwendig, ihre Bestandteile sowohl untereinander, als auch mit den metallischen Ableitungen so innig zu verbinden, dass der Einfluss ihres physikalischen Zustandes nicht mehr zur Geltung kam. Zu diesem Zwecke wurden die Pulver in besonders konstruierten Formen Drucken von zehntausend Atmosphären und darüber unterworfen. Es ergab sich als merkwürdige Regel, dass sich nur dunkelfarbige Verbindungen als Leiter erwiesen und darunter nur solche, die sich ohne Anwendung eines Bindemittels in bestimmte Formen (Stäbe, Stifte, Platten) von metallischem Glanz und metallischer Härte bringen liessen. Die Zahl der guten Leiter ist demgemäss eine ziemlich beschränkte: PbO_2, CdO, CuS, Cu_2S und MoS_2, ferner MnO_2, PbS (Glanz), HgS (schwarz) und Ag_2S gehören ihr an.

Die zuerst genannten Verbindungen stehen den Metallen am nächsten, sowohl wegen der Güte ihrer Leitfähigkeit als auch wegen ihres Verhaltens zur Temperatur, deren Koeffizient, zwar bedeutend kleiner als bei den reinen Metallen, doch noch merklich positiven Charakter zeigt.

Die zuletzt angeführten Verbindungen hingegen besitzen bei gewöhnlicher Temperatur ein verhältnismässig geringes Leitvermögen, das jedoch mit steigender Temperatur rasch zunimmt.

In den folgenden Zeilen sollen einige Ergebnisse, die an gepressten Stäbchen von Bleiglanz und Silberglanz ermittelt wurden, mitgeteilt werden.

1. Bleiglanz.

Die Abhängigkeit des Leitvermögens von der Temperatur wurde zuerst an einem kleinen cylindrischen Stift (Länge 0,92 cm, Querschnitt 0,138 cm^2) untersucht. Auf die elektrolytisch verkupferten Enden des Cylinderchens waren Platinbleche gepresst worden.

Der Widerstand betrug bei Zimmertemperatur 150 Ω und sank mit steigender Temperatur beschleunigt bis auf 7,1 Ω bei 210^0 herab. Nach Abkühlung des Stiftes stellte sich der Ausgangswert nicht wieder her, sondern es blieb ein Widerstand bestehen, der kaum halb

1) Auszug aus der in den Sitzungsberichten der Wiener Akad. 111, IIa vom 6. März 1902 veröffentlichten Untersuchung „über die elektrische Leitfähigkeit von gepressten Pulvern".

so gross war (73 Ω). Bei der zweiten Erwärmung auf 210° erhielt man 5,7 Ω und darauf bei 20° nur mehr 42 Ω. Nach der vierten Erwärmung stellte sich ein stationärer Zustand her; der Widerstand betrug dann regelmässig bei Zimmertemperatur 33 Ω, bei 210° 2,7 Ω.

Soll sich also die Beziehung des Leitvermögens zur Temperatur innerhalb gewisser Grenzen zu einer regelmässigen gestalten, dann empfiehlt es sich, die Formen aus Bleiglanz mehreremale nacheinander langsam auf jene Temperatur zu bringen, der sie ausgesetzt werden sollen. Geht man beim Versuche mit einem derart behandelten Stifte wesentlich über diese Temperatur hinaus, dann erhält er, wieder abgekühlt, besseres Leitvermögen. So gestalten sich die Verhältnisse, wenn man die Temperatursteigerung bis zur oberen Grenze von 250° vornimmt.

Oberhalb 250° nimmt der Widerstand nur mehr äusserst langsam ab und von etwa 350° an hat er das Bestreben, wieder anzusteigen. Wird der Stift dann wieder auf Zimmertemperatur gebracht, so ist der Widerstand viel grösser geworden. Bleibt er mehrere Stunden sich selbst überlassen, so wächst sein Widerstand noch mehr an, erreicht ein Maximum, um dann langsam, aber beharrlich wieder abzunehmen.

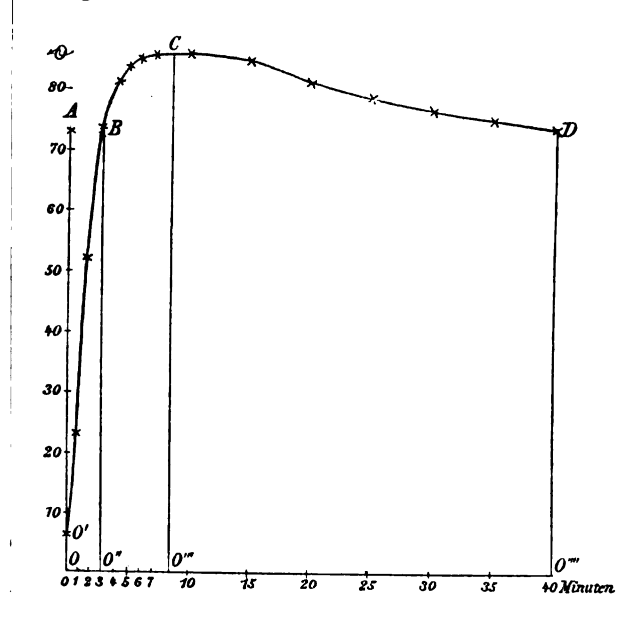
In diesem Zustande sind wiederholte Temperaturerniedrigungen, die z. B. durch Eintauchen des Stiftes in sublimierende Kohlensäure erfolgen können, von grösstem Einflusse; sie bewirken, dass der Bleiglanz aus seiner diesmal unstabilen Lage wieder in die stabile, durch die Formation bewirkte zurückversetzt wird.

Einen wesentlichen Einfluss auf diese merkwürdige Erscheinung, die den Charakter einer Schwingung besitzt, übt die Dauer der Erwärmung aus.

Die Schwingung, in der sich das Leitvermögen befindet, läuft nämlich um so rascher ab, je kürzer die Erwärmung gedauert hat. Um dies nachzuweisen, braucht man den Stift nur an eine entsprechende Spannung anzulegen, den Strom bis zu einer gewissen Stärke ansteigen zu lassen, ihn zu unterbrechen und nun die Veränderung des Widerstandes während der Abkühlung messend zu verfolgen.

Eine verhältnismässig sehr rasch verlaufende Schwingung wird durch vorliegende Figur veranschaulicht. Der Ausgangswiderstand OA betrug 73 Ω. Wurde der Stift (Länge 1,7 cm, Querschnitt 0,22 cm^2) an eine Spannung von 13 Volt angeschlossen, so wuchs die Stromstärke nach 22 Sekunden auf 2 Amp. an. Mithin besass zu dieser Zeit der Stift einen Widerstand von 6,5 Ω, der durch die Gerade OO' ausgedrückt wird. Wird nun der Strom geöffnet (0 Minuten), dann lässt sich die in der Zeit von 40 Minuten erfolgende Veränderung des Widerstandes durch die Kurve $O'BCD$ darstellen. Drei Minuten nach Unterbrechung des Stromes ist bereits der Ausgangswiderstand wieder hergestellt ($O''B$). Der Stift war zu dieser Zeit noch warm. Zwischen 7 und 12 Minuten befindet sich der Widerstand auf einem Maximalwert ($O'''C$), um von da ab langsam abzunehmen und sich seinem Ausgangswerte wieder zu nähern ($O''''D$).

Erfolgt die Erwärmung langsamer, was durch Anlegen des Stiftes an eine geringere Spannung bewerkstelligt werden kann, dann liegt das Maximum des Widerstandes ($O'''C$) entsprechend höher und die Kurve $O'BCD$ erhält eine grössere Länge.



In flüssiger Luft erfuhr ein Stift aus Bleiglanz von 2 cm Länge und 0,5 cm^2 Querschnitt, der bei 22° einen Widerstand von 22 Ω besass, eine Vergrösserung des Widerstandes auf ungefähr 67000 Ω.

Schmelzt man Bleiglanz unter Luftabschluss, dann verhalten sich die aus der krystallinisch-blasigen Masse gesägten Stücke schon bei gewöhnlicher Temperatur als sehr gute Leiter.

Zur Erklärung der beschriebenen Erscheinungen dient die Annahme, dass der Bleiglanz, ähnlich wie sein Bestandteil, der Schwefel, Umwandlungen unterliegt. Bei niedriger Temperatur wird er sich in einer Phase schlechter, bei höheren Temperaturen bis zu 300° in einer Phase guter Leitfähigkeit befinden. Die erste Phase kann man als stabile bezeichnen, die zweite als metastabile da sie infolge der bedeutenden Hysteresis in der dichten Masse (spez. Gew. 9) den Charakter grosser Beständigkeit besitzt. Lang andauernde und wiederholte Erwärmungen, die 300° nicht überschreiten

dürfen, nötigen eine stets steigende Anzahl von Molekülgruppen, sich an der Umwandlung zu beteiligen. Die beiden Phasen koexistieren nebeneinander, so dass das Leitvermögen des Systems durch die Anzahl der in der Volumseinheit vorhandenen umgewandelten Moleküle bestimmt wird. Bei Temperaturen über 300° tritt der Bleiglanz wieder in eine Phase geringerer Leitfähigkeit, die jedoch als labile bezeichnet werden muss, da sich das Bestreben, in das vorhergegangene Gleichgewicht, in dem die stabile und metastabile Phase koexistierten, zurückzukehren, bei entsprechenden Temperaturerniedrigungen hervorragend bemerkbar macht. Nur auf diese Weise findet sich eine befriedigende Erklärung für den Schwingungszustand, in den das System gerät.

2. Silberglanz.

Diese bereits von Faraday (1834) und Hittorf (1851) untersuchte Verbindung zeigt insofern mit dem Bleiglanz Ähnlichkeit, als sie durch wiederholtes langsames Erwärmen gleichfalls von ihrem hohen Ausgangswiderstand herabsinkt und schliesslich ein ziemlich regelmässiges Verhalten zur Temperatur annimmt. Da die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur ausserordentlich gross ist, so dürfen zur Untersuchung nur sehr schwache Ströme in Anwendung kommen.

Innerhalb eines Temperaturintervalles von 400 Graden durchläuft der Silberglanz das ganze Gebiet der Leitfähigkeit. Ober 220° beträgt der Widerstand kaum Zehntel, in flüssiger Luft tausend Millionen Ohm!

Ebensowenig wie im Bleiglanz lässt sich an Silberglanz eine Polarisation nachweisen und zwar auch dann nicht, wenn man sich einer elektromagnetisch angeregten Stimmgabel als Wippe bedient. Leitet man durch einen dauernd auf 220° gehaltenen Stift Gleichstrom von 1 oder 2 Amp. mehrere Stunden lang, so kann man keine Zersetzungsprodukte nachweisen. Der Stift bleibt unverändert.

Daraus geht hervor, dass an eine elektrolytische Stromleitung nicht gedacht werden kann. Es wäre aber auch nicht leicht gewesen, sich ein Bild zu machen von der Mechanik elektrolytischer Stromleitung in einem festen oder höchstens zähflüssigen Körper, dessen Leitvermögen auf das 260fache des Wertes ansteigen kann, den die bestleitende Säurelösung besitzt.

Und doch treten im Silberglanz Kräfte gegen den ihn durchfliessenden stationären Strom, also im Sinne einer Polarisation auf; sie machen sich durch eine allmählich zunehmende Stromschwächung bemerkbar, es ist ihre Wirksamkeit an das Fliessen des Stromes gebunden. Dadurch unterscheiden sie sich von der Polarisation und machen es äusserst schwierig, sie zu verfolgen. Vielleicht gelingt es beim Studium anderer elektrischer Eigenschaften des Silberglanzes, Aufschluss über diese Kräfte zu gewinnen; die Untersuchung des Leitvermögens allein ist hierzu wohl unzureichend.

Da der Silberglanz in der Nähe des absoluten Nullpunktes der Temperatur als ein vollkommener Isolator der Elektrizität anzusehen ist, so liegt die Vermutung nahe, dass das Gesamtmolekül Ag_2S im Gegensatz zu anderen Verbindungen, die den Metallen nahe stehen, wie PbO_2, CuS u. a., keinen Anteil an der Elektrizitätsleitung nimmt. Die Leitung bei höheren Temperaturen brächten dann erst die durch die intramolekulare Energie bewirkten Verrückungen der Metallatome, deren Grösse von der jeweiligen Temperatur T bestimmt wird, zu stande. —

Dagegen dürfte dem Bleiglanz, der in flüssiger Luft noch ein entsprechendes Leitungsvermögen besitzt, eine, wenn auch geringe molekulare Leitfähigkeit kaum abzusprechen sein. Allein mit steigender Temperatur würde auch hier das Metallatom in steigendem Masse an der Leitung teilnehmen, so dass die beobachtete Beschleunigung des Leitvermögens in der ersten als stabil bezeichneten Phase eintreten kann.

Es liegt nun nahe, anzunehmen, dass der Grad der Beschleunigung in einer Beziehung steht zu dem Atomgewicht des Metalles, das in der Verbindung enthalten ist. Je grösser die Masse des die Leitung vermittelnden Metallatoms ist, desto geringer müsste der Grad der Beschleunigung sein. Thatsächlich zeigt die schwarze Modifikation des Quecksilbersulfids (Atomgew. des Quecksilbers 200,3) ungefähr die gleiche Zunahme mit der Temperatur wie Bleiglanz (Atomgew. des Bleies 206,9), während Silberglanz (Atomgew. des Silbers 107,9) eine vielfach überlegene Zunahme aufweist.

(Eingegangen 16. Oktober 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Kasan. (Direktor: D. A. Goldhammer.)

No 4[1]): D. A. Goldhammer, Über die Transformation eines pulsierenden Stromes in einen Wechselstrom.

Die sogenannten Unterbrecher erlauben, den Strom einer gleichgespannten Quelle in einen pulsierenden Strom — Wellenstrom[2]) — zu verwandeln. Derselbe besteht aus einem Gleichstrome i_m, auf welchen ein im allgemeinen

1) Nr. 3: diese Zeitschr. 2, 559, 1901.
2) C. Heinke, diese Zeitschr. 1, 8, 1899.

asymmetrischer Wechselstrom aufgelagert ist. Bezeichnen wir mit i den momentanen Wert des Wellenstromes, so ist in leicht verständlicher Bezeichnung

$$i = i_m + \Sigma i_k \sin(p_k t + \alpha_k)$$

$$p_k = \frac{2\pi}{T} k, \; k = 1, 2, 3 \ldots$$

und folglich

$$i_m = \frac{1}{T}\int_0^T i dt$$

$$i_e^2 = \frac{1}{T}\int_0^T i^2 dt = i_m^2 + \tfrac{1}{2}\Sigma i_k^2.$$

Setzen wir ferner

$$\tfrac{1}{2}\Sigma i_k^2 = i_\sim^2,$$

so ist $i_\sim \sqrt{2}$ die Amplitude eines einfachen Sinusstromes mit der Periode T, der dem wirklichen Wechselstrome energetisch äquivalent ist.

In den meisten Fällen, wo man den Wellenstrom verwendet, ist nur $i_\sim$ von Nutzen; i_m wirkt dabei entweder als reiner Ballast, oder seiner Wärme- resp. magnetischen Wirkung wegen, kann sogar schädlich sein (z. B. für Transformatoren mit geschlossenem magnetischen Kreise[1]).) Es scheint daher nicht ohne Interesse die Möglichkeit aufzusuchen, einen Gleichstrom in einen reinen Wechselstrom etwa in ebenso einfacher und leicht zugänglicher Weise zu verwandeln, wie es für die Transformation eines Gleichstromes in einen Wellenstrom mittelst der Unterbrecher verschiedener Art der Fall ist. Nun kann man wirklich einen durch irgend welchen Unterbrecher gelieferten Wellenstrom in einen Wechselstrom transformieren, indem man solche Stromschaltungen benutzt, die i_m von $i_\sim$ zu trennen erlauben. Das lässt sich auf verschiedene Weise ermitteln, so dass je nach Umständen die eine oder die andere Schaltung vorzuziehen ist. Im folgenden sollen drei solche Schema beschrieben werden.

Schema Nr. 1. Es sei U ein Unterbrecher (z. B. ein Lochunterbrecher), AB der Leiter, welcher mittelst eines Wechselstromes gespeist werden soll (Fig. 1). Die Pfeile deuten die Richtung von i_m an. Offenbar kann man den Strom i_m zwischen den Punkten AB dadurch zum Verschwinden bringen, dass man einen Gleichstrom — i_m von einer besonderen Stromquelle e durch AB fliessen lässt. Da meist der Ohmsche Widerstand r von AB klein ist, so genügt in e eine Batterie von wenigen Akkumulatoren sogar dann, wenn die zum Speisen der Unterbrecher dienende Hauptspannung E 100 Volt oder mehr beträgt. Da aber die Wechselströme in A sich nicht verzweigen sollen, so ist in L eine gegen l passend grosse Selbstinduktion einzuschalten.

[1] Vergl. dazu auch eine Bemerkung von Heinke über die Ruhmkorffinduktoren in Ann. d. Phys. 1, 454, 1900.

Schema Nr. 2. Wird der Gleichstrom der städtischen Centrale mit Hilfe des sogenannten Dreileitersystems übertragen, so ist folgende Schaltungsweise bequem (Fig. 2). Wie aus der Figur zu ersehen ist, schaltet man den Leiter AB in die mittlere, sogen. Nullleitung. Die eine der äusseren Leitungen enthält den Unterbrecher mit nötigem Vorschaltwiderstande, die andere einen passenden Ballastwiderstand R und möglichst grosse Selbstinduktion L. Man reguliert R in der Weise, dass ein in den Zweig AB eingeschaltetes Gleichstromampèremeter $i_m = 0$ zeigt. Nach diesem Schema habe ich einige Messungen ausgeführt.

Ein Lochunterbrecher, oder deren zwei parallel geschaltet, gaben den pulsierenden Strom; als Leiter AB (l, r) diente die primäre Rolle eines Funkeninduktors mittlerer Grösse (Funkenstrecke 25 cm und mehr). Dieselbe ist 43 cm lang, 6,05 cm dick und hat 276 Windungen in zwei Lagen. Daraus berechnet sich l (ohne Eisen) zu etwa $5 . 10^{-4}$ Henry. Der Eisenkern war 4,6 cm dick; r betrug 0,2 Ohm. Als Selbstinduktion L benutzte ich eine 30,5 cm lange Drahtrolle, die in 9 Lagen 770 Windungen hat; der äussere Umfang der Rolle 39 cm; die Dicke des Eisenkernes 4,5 cm. Das giebt für L (ohne Eisen) etwa $140 . 10^{-4}$ Henry; der Widerstand der Rolle war 0,7 Ohm. Als Ballastwiderstand diente ein Lampenrheostat. Der Zweig AB enthielt ein Gleichstromampèremeter und ein Hitzdrahtampèremeter. Die Ablesungen beider Instrumente wurden abwechselnd gemacht, einmal wenn nur zwei Leitungen arbeiten, dann wenn alle drei u. s. w. Die weiter unten mitgeteilten Zahlen sind Mittelwerte; $i_\sim$ berechnet aus den gewonnenen Zahlen für i_e, i_m (in Amp.)

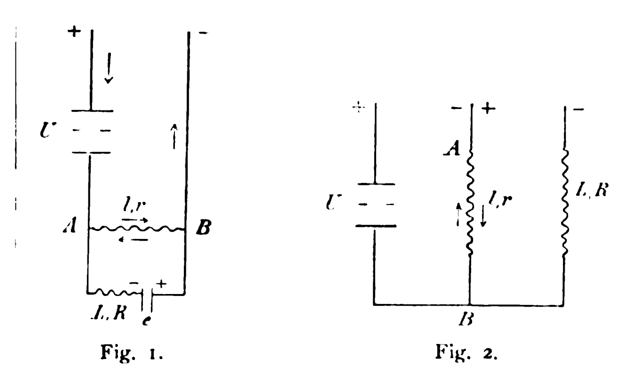


Fig. 1. Fig. 2.

2 Lochunterbrecher parallel (Ton tief)

Zwei Leiter			Drei Leiter		
i_e	i_m	$i_\sim$	i_e	i_m	$i_\sim$
12,67	11,63	5,03	6,5	0	6,5

1 Lochunterbrecher (Ton höher)

7,60	6,55	3,85	5,0	0	5,0
7,50	6,47	3,79	5,3	0	5,3

Wie wir sehen, gelingt die „Kompensation" von i_m vollkommen gut; wir bemerken aber dabei noch einen Umstand: $i_\sim$ fällt bei vorhandener Kompensation grösser aus, als ohne dieselbe.

Dementsprechend erscheint auch der Funke des Induktors im letzten Falle sehr merklich „dicker" (Büschellichtbogen). Es kann auch unter Umständen i_m bei der Kompensation kleiner sein, als ohne dieselbe; so wurde beobachtet

Ein Lochunterbrecher

Zwei Leiter			Drei Leiter		
i_e	i_m	$i_\sim$	i_e'	i_m'	$i_\sim'$
5,7	4,6	3,37	3,0	0	3,0,

während auch der Funke des Induktors „dünner" erschien. Der Grund der Erscheinung liegt offenbar in den veränderten Bedingungen des Arbeitens des Unterbrechers, wenn die Hauptspannung verdoppelt und der Ballastwiderstand R eingeführt wird.

In der That zeigt die bekannte Formel von Simon[1]), dass diese beiden Umstände auf T verkleinernd wirken sollen; damit übereinstimmend wurde in allen Fällen eine Erhöhung der Unterbrechungszahl beobachtet. Wäre ferner $i' T$ eine wirkliche Konstante, wie es nach der Simonschen Theorie[2]) der Fall sein soll, so würde sich immer $i_\sim' > i_\sim$ ergeben. Der Umstand, dass auch $i_\sim' < i_\sim$ sein kann, zeigt also, dass $i_e T$ keine Konstante ist.[3])

Schema Nr. 3. Ein drittes Schaltungsschema erhält man mit Hilfe der sogenannten Wheatstoneschen Brücke, indem man den Leiter AB als „Brücke" benutzt. Es seien R_1 R_2 R_3 R_4, die Ohmschen Widerstände der vier Zweige 1) 2) 3) 4) so gewählt, dass

$$R_1 \; R_4 = R_2 \; R_3$$

ist. Dann fliesst durch AB kein Gleichstrom i_m. Es seien ferner die Selbstinduktionen L_2, L_3 der Zweige 2) und 3) sehr gross gegen l; die Zweige 1) und 4) seien nahezu induktionslos. Dann muss der Wechselstrom $i_\sim$ in der Richtung der Pfeile fliessen. Als Leiter AB diente frühere Rolle des Funkeninduktors; L_3 war wie früher etwa 140.10^{-4} Henry (ohne Eisen); was aber L_2 anbetrifft, so stand mir zur Verfügung nur eine kurze Drahtrolle (Länge 14 cm) von 430 Drahtwindungen in 10 Lagen und 39,5

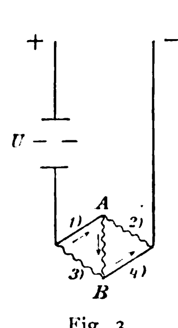


Fig. 3.

1) H. Th. Simon, Wied. Ann. **68**, 863, 1899.
2) Derselbe, Wied. Ann. **68**, 287, 1899.
3) Vergl. E. Ruhmer, diese Zeitschr. **1**, 303, 1900.

äusseren Umfang. Das giebt für L_2 etwa 85.10^{-4} Henry (ohne Eisen). Infolge der kleinen Länge dieser Rolle bewirkte die Einführung des Eisendrahtbündels ein viel schwächeres Anwachsen von L, als es bei anderen langen Drahtrollen der Fall war. Es war also zu fürchten, dass es nicht gelänge, den ganzen Wechselstrom durch l zu leiten. Die Versuche haben diese Vermutung bestätigt: es wurde beobachtet

Ein Lochunterbrecher

Hauptstrom			Brückenstrom		
i_e	i_m	$i_\sim$	i_e'	i_m'	$i_\sim'$
5,9	4,7	3,57	1,87	0,1	1,87

Wenn aber die Rolle l durch einen einfachen Draht ersetzt wurde, so trat das gewünschte Trennen von i_m und $i_\sim$ vollkommen auf:

5,9	4,7	3,57	3,9	0	3,9.

Natürlich steht nichts im Wege, die beschriebenen Schaltungen auch für einen beliebigen Unterbrecher anzuwenden; auch kann das Schema Nr. 2 in den Fällen benutzt werden, wo man nur eine Akkumulatorenbatterie zur Verfügung hat.

Zum Schluss möge noch folgende Bemerkung Platz finden. Legt man eine Kapazität an die Klemmen eines Flüssigkeitsunterbrechers, so sinkt dadurch i_e; diese Erscheinung hat zuerst Wehnelt beobachtet.[1]) Die Kurve $i = f(t)$, die ohne Kapazität auf der Zeitachse stand, ging bei Anlegung der Kapazität tief unter die Zeitachse herunter. Ein Blick auf die Kurve zeigt, dass auch i_m im letzten Falle kleiner sein muss, als früher. Da ferner die Wirkung mit der wachsenden Kapazität zunimmt, so kann man erwarten, dass bei genügend grosser Kapazität auch $i_m = 0$ sein kann. Dann hätte man aber wieder einen neuen Wechselstrom. Einen Versuch in dieser Richtung hat Hr. Aristow angestellt. Leider konnten wir nicht über 4,7 Mikrofarad hinausgehen; es gelang uns daher nicht, i_m auf Null zu bringen; doch zeigt der Versuch, dass die Anlegung der Kapazität an die Klemmen des Unterbrechers wirklich $i_\sim$ vergrössert, also in dem gewünschten Sinne wirkt. So wurde gefunden (die Selbstinduktion $L_2 + L_3$) mit einem Lochunterbrecher:

I Ohne Kapazität $i_e = 4{,}42$, $i_m = 3{,}98$, $i_\sim = 1{,}92$
Angelegt 3,7 Mikrof. $i_e = 4{,}17$, $i_m = 3{,}45$, $i_\sim = 2{,}34$

Selbstinduktion L_2

II Ohne Kapazität $i_e = 4{,}22$, $i_m = 3{,}36$, $i_\sim = 2{,}55$
Angelegt 4.7 Mikrof. $i_e = 4{,}60$, $i_m = 4{,}08$, $i_\sim = 2{,}12$

1) A. Wehnelt, Wied. Ann. **68**, 254 ff. 1899.

Kasan, im Juni 1902.

(Eingegangen 2. Oktober 1902.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von F. Harms.

Unter obigem Titel veröffentlichte kürzlich Herr G. C. Schmidt[1]) eine Abhandlung, in der er zu dem Schlusse kommt, dass bei der Oxydation des Phosphors keine Ionen oder Elektronen entstehen, sondern dass die durch die Oxydation des Phosphors hervorgerufene Leitfähigkeit eine nur scheinbare ist, welche von der Konvektion der Elektrizität durch die festen, nebelförmigen Oxydationsprodukte herrührt.[2])

Da die Phosphoroxydation die einzige bis jetzt bekannte chemische Reaktion ist, durch die bei niedrigen Temperaturen eine sicher konstatierte Leitfähigkeit der Luft erzeugt wird, so schien es wünschenswert, die Schmidtschen Resultate auf einem anderen Wege zu prüfen, zumal diese mit allen früheren Beobachtungen im Widerspruch stehen.

Im besonderen steht die Schmidtsche Beobachtung, dass Nebel und feste in der Luft verteilte Bestandteile ihre Leitfähigkeit vergrössern sollen, im Widerspruch mit den sehr eingehenden Versuchen von Elster und Geitel[3]) über diesen Punkt. Elster und Geitel fanden, dass die atmosphärische Luft eine um so grössere Leitfähigkeit besitzt, je staubfreier sie ist; sie konnten diese zuerst im Freien gemachte Beobachtung durch Laboratoriumsversuche bestätigen. Ähnliche Beobachtungen machten Owens an Thoriumluft und von Wesendonck an Flammengasen.[4])

Ich benutzte zur Untersuchung der Phosphorluft die kürzlich von mir[5]) beschriebene Methode. Unter einer ca. 12 l fassenden Glasglocke war eine Kugel von 2,8 cm Durchmesser isoliert aufgehängt; sie wurde auf etwa 70 Volt geladen und nach gemessener Zeit mit einem Elektrometer verbunden. Durch Variation der Zeit liess sich der Elektrizitätsverlust der Kugel pro Minute bestimmen; dieser ist cet. par. der Leitfähigkeit der eingeschlossenen Luft proportional. Die Glasglocke war innen mit zur Erde abgeleitetem Drahtnetz ausgekleidet, die als Abschluss dienende Bodenplatte war mit Stanniol beklebt. Durch eine Öffnung der Bodenplatte konnte ein Stückchen Phosphor in die Glasglocke hineingebracht werden. Wie auch Herr Schmidt bemerkt, ist es sehr schwierig, selbst mit demselben Phosphorstück übereinstimmende Werte zu erhalten, weil die entstehenden Oxydationsprodukte die Oberfläche verunreinigen. Die regelmässigsten Werte erhielt ich mit Phosphor, der frisch geschmolzen und in Kapillarröhren aufgesaugt war; aus diesen lässt sich leicht eine kleine Phosphorstange herausschieben, die man in beliebiger Länge abschneiden kann. Ich benutzte meist Stückchen mit nur wenigen qmm Oberfläche.

Es ist mir nun nicht gelungen, durch meine Beobachtungen die Resultate des Herrn Schmidt zu bestätigen. Im Gegenteil, ich fand in Übereinstimmung mit den früheren Beobachtern[1]), dass Phosphorluft sich durchaus anders verhält als Nebel von Salmiak oder dergl.

Ich lasse zunächst eine Beobachtungsreihe folgen, wie ich sie mehrfach gemacht habe. Einige Vorversuche ergaben in Übereinstimmung mit Herrn Schmidt, dass eine unipolare Leitfähigkeit der Phosphorluft nicht zu konstatieren

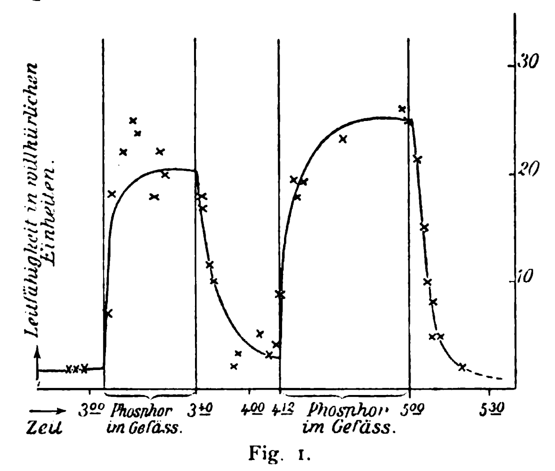


Fig. 1.

ist, soweit man dies bei der Unregelmässigkeit der Oxydation behaupten kann. Es ist deshalb nur nötig, eine mit negativer Ladung der Kugel ausgeführte Messungsreihe mitzuteilen.

Es wurde die gewöhnliche Elektrizitätszerstreuung unter der Glasglocke bestimmt; der Elektrizitätsverlust der Kugel entsprach etwa 2 Skalenteilen Abnahme des Elektrometerausschlags pro Minute. $3h\,6'$ wurde ein Phosphorstückchen (etwa 2 qmm Oberfläche) unter die Glasglocke gebracht, der Elektrizitätsverlust stieg schnell auf etwa 20 Skt.[2]) $3h\,40'$ wurde der Phosphor entfernt, der Elektrizitätsverlust sank in 15 Min. auf etwa 3 Skt., also ungefähr den Anfangswert; der Versuch wurde mit dem gleichen Erfolg wiederholt. Während der Phosphor sich unter der Glasglocke befand, sah man einen feinen Nebelfaden senkrecht in die Höhe steigen, bis er an der oberen Wand der

1) G. C. Schmidt, diese Zeitschr. **3**, 475, 1902.
2) l. c. 481.
3) Ann. d. Phys. **2**, 425, 1900.
4) Owens, Phil. Mag. **48**, 376, 1899; v. Wesendonck, Naturw. Rundschau **15**, 261, 1900.
5) Diese Zeitschr. **4**, 11, 1902. Dort ist leider ein Druckfehler stehen geblieben; S. 13, Sp. 1, Z. 4 v. u. muss es natürlich heissen: $s' : V_0$ statt $s : V$.

1) Litteratur l. c. 475.
2) Vergl. die Kurve Fig. 1. Die Isolation der Kugel wurde häufig in der von mir in dieser Zeitschr. (l. c. S. 13) angegebenen Weise kontrolliert.



Glasglocke verschwand. Befand sich dieser Nebelfaden in unmittelbarer Nähe der Kugel, so wurde er durch Laden oder Entladen der Kugel nicht sichtbar abgelenkt; traf er die Kugel, so wurde dadurch innerhalb der Genauigkeit der Messungen der Elektrizitätsverlust der Kugel nicht vergrössert. Diese Beobachtungen sind wohl schwer mit der Schmidtschen Theorie in Einklang zu bringen, man müsste denn annehmen, dass nur die allerfeinsten Nebelteilchen den Elektrizitätstransport besorgen. Wenn dies aber der Fall ist, so werden sie sehr lange Zeit brauchen, um sich abzusetzen; dem widerspricht aber der schnelle Abfall der Leitfähigkeit nach Entfernung des Phosphors und der folgende Versuch.

Bisher war immer nur eine sehr geringe Menge von Phosphornebel in der Glocke; sie

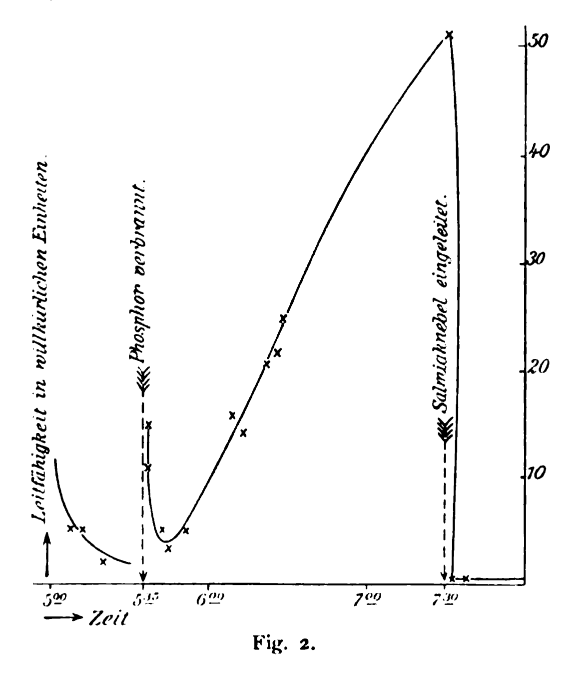


Fig. 2.

wurde jetzt enorm vergrössert durch Verbrennung eines erbsengrossen Stücks Phosphor; der Nebel war jetzt (5*h* 35′ vergl. Fig. 2) so dicht, dass die Glasglocke vollständig undurchsichtig war. Die Leitfähigkeit entsprach aber nur 15 Skt. Elektrometerausschlag und ging nach 9 Min. auf etwa 4 Skt. zurück. Nach 9 Min. war die Glocke noch völlig undurchsichtig. Dann stieg die Leitfähigkeit in dem Masse, wie sich der Nebel absetzte, langsam an. 6*h* 10′ entsprach sie etwa 15 Skt., die hintere Wand der Glocke erschien noch leicht verschleiert; 7*h* 10′ war die Glocke durchsichtig, die Leitfähigkeit entsprach 52 Skt. Diese grosse Leitfähigkeit rührt daher, dass bei der explosionsartigen Verbrennung der Phosphor zum Teil unoxydiert herumgeschleudert war; als die Nebel sich gesenkt hatten, war deutlich zu sehen, dass an verschiedenen Stellen der Wände Phosphorpartikelchen klebten, die jetzt durch ihre Oxydation eine Leitfähigkeit erzeugten, die der grossen Phosphoroberfläche wegen sehr gross war.

Das anfängliche Sinken und spätere Ansteigen der Leitfähigkeit lässt sich zwanglos mit Hilfe der Ionentheorie[1]) erklären. Bei der Verbrennung war eine so grosse Menge von Ionen gebildet, dass sie trotz der geringen Beweglichkeit, die sie infolge ihrer Anlagerung an die Nebelteilchen hatten, doch eine beträchtliche Leitfähigkeit bewirkten. In dem Masse, wie sich der Nebel absetzte, wuchs die Anzahl der „freien" Ionen mit grosser Beweglichkeit, die Leitfähigkeit musste steigen. Ist diese Anschauung richtig, so musste die Erzeugung von Nebel irgend welcher Art die Leitfähigkeit herabsetzen; in die Glasglocke wurde aus NH_3 und HCl erzeugter Salmiaknebel geleitet, die Leitfähigkeit der Luft verschwand sofort, sie war einwandsfrei überhaupt nicht mehr nachzuweisen, selbst nicht als die Nebel so dick waren, dass nach dem Absetzen dichte Flocken von NH_4Cl den Boden der Glasglocke bedeckten. Ein ähnlicher Versuch mit Tabaksrauch führte zu dem gleichen Resultate. Bei keinem der Versuche, die ich mit Salmiak- und Tabaksnebeln auch ohne die Anwesenheit von Phosphor angestellt habe, ist es mir gelungen, eine Leitfähigkeit von dem Grade festzustellen, wie sie Herr Schmidt in seinen Tabellen VI und VII angiebt; die Leitfähigkeit war, wenn überhaupt vorhanden, sicher bedeutend kleiner als die der natürlichen Luft.

Nun scheint mir die Versuchsanordnung des Herrn Schmidt in einem Punkte vielleicht nicht ganz einwandsfrei zu sein. Durch einen Gummistopfen[2]) werden zwei durch Glas und Siegellack wohlisolierte Eisenstäbe geführt, der eine ist mit dem Quadrantelektrometer verbunden, der andere mit einer hohen Spannung. Die beiden Eisenstäbe tragen Elektroden, zwischen denen der Strom in dem Gase übergeht. Nun ist es sehr wohl möglich, dass die Isolation in dem feuchten mit Phosphoroxydationsprodukten und dergl. angefüllten Gasraum sich nicht dauernd vorzüglich erhalten lässt; infolgedessen würden dann die Leitfähigkeiten des Herrn Schmidt zu gross sein. Diese Fehlerquelle liesse sich vermeiden, wenn der zum Elektrometer führende Eisenstab in eine zur Erde abgeleitete Metallröhre[3]) isoliert ein-

1) Die Herren Elster und Geitel waren so liebenswürdig, mir mitzuteilen, dass sie schon im Jahre 1890 (Wied. Ann. **39**, 326, 1890) einen Versuch beschrieben haben, der die Anwesenheit von Ionen in Phosphorluft beweist.

2) l. c. Fig. 1.

3) Dieser Kunstgriff ist übrigens bereits von Elster und Geitel in der von Herrn Schmidt citierten Arbeit Wied. Ann. **44**, 725—726, 1891 angewandt worden; in den letzten Jahren

gekittet wäre, dann könnte sicher nur durch das Gas hindurch eine Elektrizitätsübertragung stattfinden.

Auf einem anderen Wege lässt sich noch das Vorhandensein von Ionen in Phosphorluft sehr plausibel machen. Nach Elster und Geitel[1]) nimmt der Elektrizitätsverlust eines geladenen Körpers in gewöhnlicher oder durch Flammengase oder Radium künstlich ionisierten Luft zu, wenn man ihn mit einem Drahtnetzkäfig umgiebt und diesen gleichnamig auf einige 100 Volt lädt.

Die Versuchsanordnung war folgende: Der Schutzcylinder eines Elster-Geitelschen Zerstreuungsapparates wurde durch einen Drahtnetzcylinder *C* von 30 cm Höhe und 15 cm

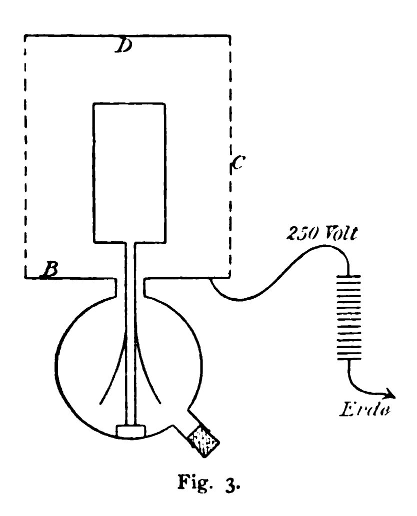


Fig. 3.

Durchmesser ersetzt, mit dem zum Apparat gehörigen Deckel und Boden (*D* und *B*) verschlossen; das Ganze stand auf Paraffinplatten. Der Zerstreuungskörper wurde nun unter Ableitung des Drahtnetzes geladen, und dann das Drahtnetz gleichnamig oder ungleichnamig ebenfalls geladen. Ist z. B. Elektroskop und Käfig positiv geladen, so ist die Konzentration der negativen Ionen an dem Drahtnetz sehr gross, sie diffundieren in das Innere hinein und entladen das Elektroskop.

Um den Drahtnetzcylinder wurde noch ein zur Erde abgeleiteter Drahtring mit etwa 5 cm grösserem Radius gelegt.

Dann ergaben sich folgende Werte:

Zimmerluft.

Elektroskop	Käfig	Elektriz.-Verlust pro Stunde
—	+	23 Volt
—	—	57
+	—	18
+	+	90

auch vielfach von J. J. Thomson, Rutherford und ihren Schülern.

1) Ann. d. Phys. **2**, 425, 1900.

Auf dem Drahtring wurden 12 Phosphorstückchen (etwa 2 mm Durchmesser) verteilt:

Elektroskop	Käfig	Verlust pro Stunde
+	—	156 Volt
+	+	ca. 29000
—	+	150
—	—	ca. 23000

Jetzt wurden an dem Ring kleine mit NH_3 bezw. *HCl* getränkte Wattebäuschchen befestigt, so dass ziemlich starke Nebel entstanden,

Elektroskop	Käfig	Verlust pro Stunde
—	—	30 Volt
—	+	7

Wurden jetzt die Phosphorstücke wieder angebracht, so ergab sich

Elektroskop	Käfig	Verlust pro Minute
—	+	55 Volt
—	—	9500
stärkerer Salmiaknebel		
—	—	5300

Durch den Nebel wird also der Effekt der Phosphorluft stark herabgesetzt.

Zur Kontrolle wurde noch nach Entfernung des Phosphors und der Salmiaknebel eine zur Erde abgeleitete Bunsenflamme in die Nähe (etwa 10 cm) des Apparates gesetzt.

Dann ergab sich:

Elektroskop	Käfig	Verlust pro Stunde
—	+	130 Volt
—	—	ca. 11000

Aus diesen Versuchen geht wohl deutlich hervor, dass die durch Phosphor erzeugte Leitfähigkeit der der Flammengase ähnlich ist, und dass Salmiaknebel nicht nur keine wesentliche eigene Leitfähigkeit haben, sondern eine durch andere Einflüsse entstandene sogar bedeutend herabsetzen.

Würzburg, physik. Institut, 9. Okt. 1902.

(Eingegangen 11. Oktober 1902.)

Notiz über die photoelektrische Wirksamkeit der durch Becquerelstrahlen gefärbten Salze.

Von J. Elster und H. Geitel.

Die photoelektrische Zerstreuung, d. h. nach Lenards Untersuchungen die Ausstrahlung negativer Elektronen während der Belichtung, hängt bekanntlich ausser von der Wellenlänge und Intensität des Lichtes auch von der Natur der getroffenen Oberfläche ab; mit wachsender Wellenlänge des Lichtes wird die Zahl der Substanzen, die diese Erscheinung zeigen, immer spärlicher. So kommt es, dass die Fähigkeit, negative Ladungen zu zerstreuen, „die photoelektrische Wirksamkeit", die für ultraviolettes Licht eine fast allgemein verbreitete Eigenschaft ist, schon für das Sonnen- und Tageslicht als eine charakteristische Eigen-

schaft weniger Substanzen betrachtet werden darf. Zu diesen gehören die Metalle: Zink, Magnesium, Aluminium, Natrium, Kalium, Rubidium, Cäsium und deren Amalgame, ferner die phosphoreszierenden Schwefelverbindungen der Erdalkalimetalle, und schliesslich die gefärbten Halogenverbindungen der Alkali- und Erdalkalimetalle, die teils, wie der blaue Fluorit, natürlich vorkommen, teils durch Einwirkung von Kalium- und Natriumdämpfen oder Kathodenstrahlen auf die ungefärbten Salze hergestellt werden können.

Vor kurzem sind von Giesel[1]) und Goldstein[2]) solche Färbungen von Salzen auch mit Hilfe von Becquerelstrahlen hervorgebracht und zwar nicht nur an Halogenverbindungen, sondern auch an einer Reihe anderer Salze. Es war bei der sonstigen Analogie zwischen Becquerel- und Kathodenstrahlen zu erwarten, dass auch diese farbigen Produkte, die auch wie die mittels Kathodenstrahlen erhaltenen im Lichte schnell ausbleichen, im Tageslicht „photoelektrisch wirksam" wären. Der Versuch hat diese Erwartung bestätigt.

Herr Dr. Giesel war so freundlich, uns drei nach Goldsteins Methode durch Radiumstrahlen gefärbte Präparate von Kaliumsulfat zur Verfügung zu stellen.

1) F. Giesel, Verh. d. D. phys. Ges. II. Sitzung v. 5. Mai 1900.
2) E. Goldstein, diese Zeitschrift 3, 149, 1902.

Besonders geeignet zu den Versuchen erwies sich Präparat Nr. 1, dessen intensiv grüne Färbung selbst Belichtung mit Sonnenlicht vertrug, ohne allzu schnell abzublassen.

Ein kleines mit dem isolierten Quadrantenpaare eines Elektrometers leitend verbundenes Metallschälchen nahm das frisch pulverisierte Salz auf; darüber, in etwa 2 cm Entfernung, war ein Drahtnetz gespannt, das mittels einer Trockensäule auf einem konstanten, positiven Potentiale von ca. 300 Volt gehalten wurde. Die ganze Vorrichtung überdeckte ein mit Schieber versehener lichtdichter Kasten. Im Dunkeln übertrug sich auf das Schälchen in 30 Sekunden nur eine Spannung von etwa $^1/_3$ Volt. Gewährte man aber durch Öffnen des Schiebers dem Sonnenlichte Zutritt zu dem Salze, so stieg das Potential der Schale in der gleichen Zeit auf etwa 14 Volt, also auf rund das 42fache.

Das Präparat Nr. 2 war von violetter Färbung und bei weitem nicht so lichtbeständig wie Präparat Nr. 1; doch erwies es sich ebenfalls deutlich photoelektrisch wirksam; dagegen erfolgte bei dem blau gefärbten Präparate Nr. 3 schon in diffusem Tageslichte die Rückbildung zu ungefärbter Substanz so schnell, dass eine zuverlässige Prüfung unmöglich wurde.

(Eingegangen 13. Oktober 1902.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN[1]) VON DER 74. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KARLSBAD.

R. Straubel (Jena), Über einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und einige Anwendungen.[1])

Die zweite Mitteilung betrifft einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik und zwar aus dem physisch-realisierbaren Gebiete derselben. Der Satz ist ein geometrischer, insofern als er, abgesehen von Brechungsexponenten, nur Raumelemente enthält, physischer Natur ist er nur insofern, als es auf die, und zwar einzige, Voraussetzung hin sich beweisen lässt, dass die Bahnen der betrachteten Büschel kürzeste (oder längste) Wege zwischen zwei Punkten sind.

Der Satz spaltet sich in zwei Einzelsätze, je nachdem es sich um ebene oder räumliche Büschel handelt. Dabei soll aber gleich ausdrücklich hervorgehoben werden, dass unter „ebenen" Büscheln nicht nur solche verstanden werden sollen, die während ihres ganzen Verlaufes in einer und derselben Ebene bleiben, sondern nur Büschel mit ebenen Öffnungswinkeln.

1) Eine eingehendere Darstellung wird später gegeben werden.

I. Der Satz für „ebene" Büschel. Von einem Punkte gehe ein unendlich dünnes ebenes Büschel mit dem Öffnungswinkel $d\omega$ aus, das an einer beliebigen Stelle seiner nach dem Prinzip der kürzesten Zeit konstruierten Bahn die lineare Breite ds' besitzen soll. Wir lassen dann umgekehrt von einem Punkte des Linienelementes ds' ein zweites unendlich dünnes ebenes Büschel in der durch ds' und die Bahn im zweiten Punkte gelegten Ebene ausgehen und zwar so, dass die Achsen zusammenfallen. Der Winkel dieses Büschels im zweiten und die lineare Breite im ersten Punkte seien $d\omega'$ resp. ds; dann lautet der Satz: $n\,ds\,d\omega = (\quad)'$.

Die Klammer nebst Accent bedeutet, dass alle links vorkommenden Grössen den Accent bekommen sollen; n und n' sind die Brechungsexponenten des Mediums im ersten resp. zweiten Punkte.

Steht das Linienelement (jetzt dl bezeichnet) nicht senkrecht zum Büschel, sondern bildet seine Normale mit diesem den Winkel w, so lautet der Satz:

$$n \cos w \, dw \cdot dl = (\qquad)'.$$

II. Satz für räumliche Büschel. Setzen wir an Stelle der beiden ebenen Büschel zwei räumliche mit den Öffnungswinkeln $d\omega$ und $d\omega'$ und bezeichnen ihre Querschnitte in den beiden Punkten mit dq und dq', so lautet der entsprechende Satz:

$$n^2 \, d\omega \, dq = (\qquad)'.$$

Bildet die Normale des Flächenelementes (jetzt mit df bezeichnet) mit dem Büschel den Winkel ϑ, so tritt an die Stelle der letzten Gleichung:

$$n^2 \cos \vartheta \cdot d\omega \cdot df = (\qquad)'.$$

Beweis.

Der Beweis für die beiden Sätze ergiebt sich leicht aus dem Prinzip der kürzesten Zeit, z. B. wenn man ähnliche Wege geht, wie Kirchhoff und Clausius in ihren bekannten Abhandlungen.

Legt man in die Ausgangspunkte der Büschel rechtwinklige ebene Koordinatensysteme, deren xz-Ebenen mit den Büschelebenen zusammenfallen und deren z-Achsen in die Richtung der Lichtstrahlen fallen, bezeichnet ferner mit c die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume und mit T die Lichtzeit zwischen den beiden Punkten, so erhält man unmittelbar

$$n \frac{dw}{ds'} = n' \frac{dw'}{ds} = c \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial x'},$$

oder:

$$n \, dw \, ds = (\qquad)'.$$

Behalten wir bei räumlichen Büscheln Anfangspunkte und Lage der z-Achsen für die Koordinatensysteme bei, so findet man analog für die Verhältnisse zwischen den Öffnungswinkeln und den Querschnitten:

$$n^2 \frac{d\omega}{dq'} = n'^2 \frac{d\omega'}{dq} = c^2 \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial x \, \partial x'} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial y \, \partial y'} - \frac{\partial^2 T}{\partial x \, \partial y'} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x' \, \partial y} \right\},$$

oder

$$n^2 \, d\omega \, dq = (\qquad)'.$$

Es ist merkwürdig, dass Kirchhoff und Clausius die obigen Sätze und speziell den für räumliche Büschel übersehen oder mindestens ihre Formulierung unterlassen haben. Bei Clausius ist dies vielleicht dadurch zu erklären, dass er von vornherein darauf ausging, die Beziehung zwischen den Büschelelementen in konjugierten Punkten festzulegen. Jedenfalls hatten die genannten Autoren den zum Beweise des Satzes nötigen Apparat so vollständig in der Hand, dass Herr Professor Abbe — der, wie er mir mitteilte, den auf räumliche Büschel bezügl. Satz schon seit längerer Zeit kannte — geradezu der Meinung war, der Satz stehe bei Kirchhoff oder Clausius.

Die obigen Sätze, oder wenigstens der auf räumliche Büschel bezügliche, scheinen unter energetischen Gesichtspunkten betrachtet — eine kleine Überlegung benötigt das Vorkommen der Brechungsexponenten — ohne weiteres klar und in der That wurden die Sätze zunächst energetisch gefunden bei einem Versuche, Homologien von allgemeinen Sätzen der geometrischen Optik einerseits, und der Interferenz- und Beugungstheorie andererseits zu finden.

Immerhin dürfte es wohl richtiger sein, einen sozusagen geometrischen Satz möglichst allein mit mathematischen Hilfsmitteln zu beweisen.

Man kann fragen, ob es noch weitere so allgemeine Sätze bei Voraussetzung des Prinzips der kürzesten Lichtzeit giebt. Nun, das lässt sich leicht erkennen, dass es keine weiteren Sätze giebt, die nur die oben vorkommenden Büschelelemente, nämlich Öffnungswinkel und Breite, resp. Querschnitt, sowie die Brechungsexponenten enthalten.

Anwendungen.

I. Auf die Photometrie. Die photometrischen Gesetze erscheinen bekanntlich in der theoretischen Behandlung sehr einfach, thatsächlich aber werden in der Handhabung noch jetzt vielfach Missgriffe begangen. Es ist nun ein besonderer Vorzug dieser Sätze, sich mit grösster Leichtigkeit auf photometrische Fragen anwenden zu lassen. Natürlich muss bei der Verwendung die Voraussetzung erfüllt sein, dass das Licht in dem benutzten Gebiete auf kürzesten Bahnen läuft. Dass die Sätze so bequem anwendbar sind, liegt einmal an ihrer einfachen Form, andererseits aber und in erster Linie darin, dass es sich bei ihnen nicht um eine spezielle Beziehung, wie z. B. von Objekt und Bild, sondern um eine allgemeine zweier nach dem Prinzip der kürzesten Lichtzeit zugeordneter Raumelemente handelt.

Nur durch ein einfaches Beispiel möchte ich an dieser Stelle die bequeme Anwendungsfähigkeit der Sätze für Aufgaben der Photometrie beweisen.

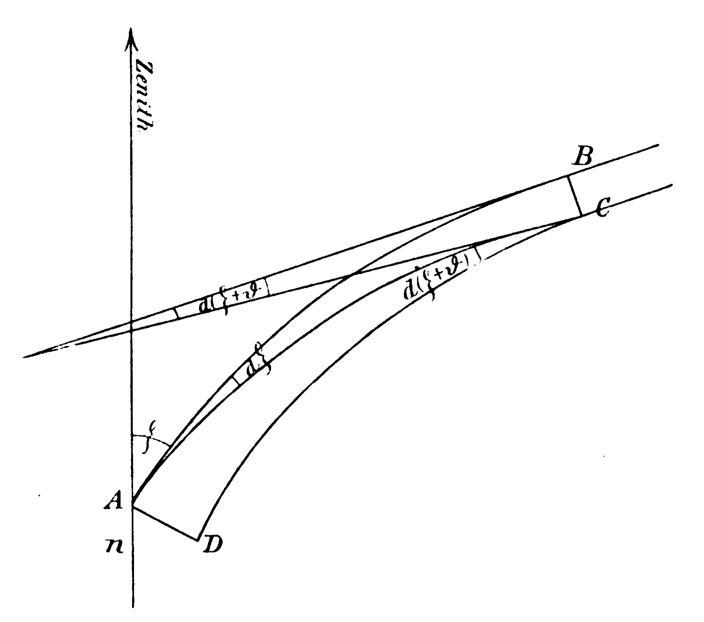
Hat man eine kleine leuchtende Fläche und ein beliebiges optisches System, so wollen wir die bekannte Frage beantworten, welche spezifische Intensität besitzt eine beliebige hinter oder zwischen dem Linsensystem gelegene Fläche, d. h. wieviel Licht strahlt die Flächeneinheit dieser Fläche unter dem räumlichen Öffnungswinkel 1 aus. Bezeichnet man die spezifische Intensität der Lichtquelle und der Fläche mit L und L', das Flächenelement den Strahlungswinkel und mit dq und $d\omega$, ferner die diesen nach dem Prinzip der kürzesten Lichtzeit zugeordneten Grössen mit $d\omega'$ und dq', so ist, von Reflexions- und Absorptionsverlusten abgesehen:

$$L\, d\omega\, dq = (\qquad)'.$$

Andererseits ist aber nach dem obigen Satz für räumliche Büschel:

$$n^2\, d\omega\, dq = (\qquad)'$$

und man erhält somit das bekannte Resultat. Die spezifischen Helligkeiten der Lichtquelle und einer beliebigen vom Lichte dieser durchsetzten Fläche, verhalten sich direkt wie die Quadrate der Brechungsexponenten. Durchsetzt die Fläche also an irgend einer Stelle einen Körper, so ist die spezifische Intensität im Verhältnis des Quadrates des Brechungsexponenten des Körpers gesteigert.



II. Anwendung auf die Dioptrik der Atmosphäre. Vor einigen Jahren hat Herr A. Gleichen[1]) untersucht, wie ein cylindrisches Strahlenbündel, das in die Atmosphäre der Erde eintritt, darin modifiziert wird. Das Büschel wird astigmatisch. Es kamen einige interessante Konsequenzen heraus: die Helligkeit der Sterne im Zenith ist grösser, als sie ohne Atmosphäre wäre, bei 60^0 ist die Helligkeit die gleiche, dann nimmt sie schnell ab und beträgt am Horizont nur 83 Proz.

Die Berechnung der Querschnittsänderung, die ein solches unendlich dünnes Strahlenbüschel erfährt, ist nicht auf sehr einfachem Wege erfolgt. Die einfache Endformel, zu der Herr Gleichen kam, schien mir aber zu beweisen, dass auch ein einfacher Beweis existieren müsste.

Eine durch den unendlich fern gedachten Stern und durch den Mittelpunkt der Erde gelegte Ebene soll Meridionalebene heissen, jede dazu senkrechte Sagittalebene. Die Bestimmung des Verhältnisses der Breiten der Büschel im Sagittalschnitt macht nun, wie man leicht sieht, keinerlei Schwierigkeiten, wohl aber die im Meridionalschnitt. Nach dem obigen für ebene Büschel geltenden Satz lässt sich diese Bestimmung reduzieren auf die Bestimmung des Verhältnisses der vorkommendem Winkel dw und dw'.

Wir legen (vergl. Fig.) von dem einen, z. B. oberen Ende des ersten linearen Querschnittes nach dem andern, d. h. unteren des zweiten einen Hilfslichtweg und denken uns die Mitte des Auges in den Schnittpunkt der Lichtwege AB u. AC gebracht; die scheinbare Zenithdistanz der Lichtwege nennen wir $d\xi$. Ferner legen wir an der Stelle des Eintritts in die Atmosphäre an den obern Lichtweg und den Hilfslichtweg Tangenten, dann ist der Winkel dieser Tangenten, wenn man die Refraktion mit ϑ bezeichnet, $d\,(\zeta + \vartheta)$. Hiermit ist die Aufgabe im wesentlichen gelöst; für das Verhältnis der Querschnitte erhält man dann leicht die von Herrn Gleichen gegebene Formel:

$$\frac{q}{q'} = \frac{\sin(\zeta+\vartheta)}{n^2 \sin\zeta}\left[1 + \frac{d\vartheta}{d\zeta}\right],$$

worin n den Brechungsexponenten am Beobachtungsorte bedeutet.

III. Anwendung auf die Abbildungslehre. In den obigen Sätzen war immer vorausgesetzt, dass die betrachteten ebenen oder räumlichen Büschel in den angeordneten Punkten lineare oder flächenhafte Querschnitte von der gleichen Grössenordnung wie die Winkel besässen. Man kann aber auch die bisher ausgeschlossenen Fälle, in denen also ein Schneiden der Strahlen eintritt, mit hereinziehen. Zu diesem Zwecke hat man nichts weiter zu thun, als den Satz noch ein zweites Mal anzuwenden, indem man dem zweiten Ort die Schnittpunktsstellen zuordnet. Wir wollen hier auch für räumliche Büschel nur den einfachsten Fall behandeln, in dem die von dem ersten Punkte homocentrisch ausgehenden Lichtwege sich wieder homocentrisch vereinigen. Wie man sieht, ergeben sich als Beziehungen in konjugierten Punkten die Sätze:

$$n \cos w \,.\, dw \cdot dl = (\qquad)'$$
$$n^2 \cos\vartheta\, d\omega\, df = (\qquad)'.$$

Die Sätze bleiben also vollständig bestehen, nur die Beziehungen der Elemente haben sich geändert; den Winkel-, Linien- und Flächen-Elementen entsprechen jetzt solche derselben Art.

Man sieht unter anderem folgende Konsequenzen: Soll in einem ebenen Büschel von endlicher Öffnung ein Linienelement von allen unendlich dünnen Teilbüscheln mit gleicher Vergrösserung abgebildet werden, so gilt eine Art Sinussatz. Dieser Satz scheint also nichts

1) Verh. der deutschen Phys. Gesellschaft. II. Jahrg. Nr. 2 und 16, 1900.

Spezifisches für centrierte Linsensysteme zu sein, sondern auch noch anderweitige Gültigkeit zu haben.

Würde ein vom ersten Linienelement normal ausgehender Lichtweg auf das zweite Linienelement ebenfalls normal auftreffen, so würde der Sinussatz in der gewöhnlichen Form gelten. Ähnliche Betrachtungen lassen sich für räumliche Büschel anstellen, doch soll dies hier nicht geschehen.

Nun noch eine Bemerkung. Aus dem Satz für räumliche Büschel gewinnt man für centrierte Systeme sofort den Sinussatz, worauf nur hingedeutet zu werden braucht. Der geometrische Charakter des Sinussatzes, — als Bedingung dafür, dass die Abbildung eines auf der Achse gelegenen Flächenelementes durch alle Zonen mit gleicher Vergrösserung erfolge —, ist ebenso wie bei dem im Handbuch der Physik gegebenen Beweise, ohne weiteres klar.

Helmholtz hat den Sinussatz energetisch bewiesen, aber bei aller Ehrfurcht vor Helmholtz und trotz des richtigen Resultates muss ich sagen, ich halte die Schlussweise nicht für korrekt. Denn er verallgemeinert den nur für unendlich dünne Büschel bewiesenen Satz über das Helligkeitsverhältnis von Objekt und Bild auf endlich geöffnete Büschel. Man muss, meiner Überzeugung nach, durch Kombination des Energiesatzes und des Sinussatzes den Satz über das Helligkeitsverhältnis beweisen, nicht aber, wie Helmholtz es gethan, aus Energiesatz und Helligkeitsverhältnis den Sinussatz ableiten.

(Vom Vortragenden durchgesehenes Stenogramm von Dr. B. Borchardt.)

(Eingegangen 8. Oktober 1902.)

K. Schreber (Greifswald), Die Theorie der Mehrstoffdampfmaschinen.[1]

Aus Rücksicht auf den Druck können Wasserdampfmaschinen nicht das ganze Temperaturgefälle ausnutzen, welches einer Dampfmaschine zur Verfügung stehen würde. Man hat deshalb das Prinzip der Dampfmaschine überhaupt verworfen und versucht, auf anderem Wege eine bessere Ausnutzung der Brennstoffe zu finden.

Ehe man das zu thun berechtigt ist, muss man vorher untersuchen, ob nicht die schlechte Wirkung der Wasserdampfmaschinen durch die, die Umwandlung der Wärmeenergie in Arbeit vermittelnde Flüssigkeit, das Wasser, bedingt ist. Mit anderen Worten, man muss untersuchen, welches die zum Betriebe von Dampfmaschinen günstigste Flüssigkeit ist.

Man erhält aus der bekannten Formel für den Wirkungsgrad einer Dampfmaschine mit vollständiger Expansion, wenn man annimmt, dass die spezifische Wärme der Flüssigkeit konstant und dass das Temperaturintervall, innerhalb dessen die Maschine arbeitet, nur klein sei:

$$\eta/\eta_c = 1 - c/r \cdot f(T_1,\ T_0),$$

wo η_c der Wirkungsgrad des zwischen denselben Temperaturen T_1 und T_0 verlaufenden Carnotschen Prozesses, c die spezifische und r die Verdampfungswärme der Flüssigkeit ist. $f(T_1,\ T_0)$ ist eine Funktion, welche wesentlich von $T_1 - T_0$ aber auch von T_1/T_0 abhängt und auch in untergeordnetem Masse Glieder mit c/r enthält.

Da die Theorie nachweist, dass der Carnotsche Prozess den günstigsten Wirkungsgrad zwischen zwei gegebenen Temperaturen hat, so wird diejenige Flüssigkeit die günstigste sein, für welche c/r den kleinsten Wert hat.

Ich habe nun eine Tabelle von Flüssigkeiten mit kleinen c/r zusammengestellt, in Bezug auf welche ich hier auf die in kurzer Zeit erscheinende ausführliche Darstellung meiner Theorie hinweisen muss. Aus ihr geht hervor, dass unter Berücksichtigung des Druckes überhaupt keine Flüssigkeit das ganze Temperaturintervall auszunutzen imstande ist. Man muss also zur gleichzeitigen Verwendung mehrerer Flüssigkeiten schreiten. Da nun, wie die erwähnte Tabelle lehrt, Wasser von allen Flüssigkeiten die günstigste ist, — Papin hat also durch Zufall gerade die passendste Flüssigkeit erfasst —, so wird man sich so einrichten, dass man in jeder Mehrstoffdampfmaschine das Wasser verwendet. Man muss dann für die Temperaturen unterhalb der dem Wasser zugänglichen das Äthylamin anwenden und für die unmittelbar darüber liegenden das Anilin. Da man mit den gesättigten Dämpfen des letzteren bis zu Temperaturen von 300 bis 320° gelangen kann, so habe ich es nicht für nötig gehalten, nach Flüssigkeiten für noch höhere Temperaturen zu suchen.

Aus diesen drei Flüssigkeiten kann man als Beispiel eine Dreistoffdampfmaschine zusammenstellen, welche durch das Schema:

310° Anilin 190° Wasser 80° Äthylamin 20°

dargestellt ist. In diesem steht jede Flüssigkeit zwischen den Temperaturen, zwischen denen ihre gesättigten Dämpfe arbeiten. Da die Überhitzung schädlich ist — die Überhitzungswärme wird ja bei steigender Temperatur aufgenommen — so werden im Schema nur die Temperaturen der gesättigten Dämpfe berücksichtigt.

Liegen für die zu benutzenden Flüssigkeiten ausführliche Dampftabellen vor, so ist der Wirkungsgrad der betreffenden Stufe nach der bekannten Formel zu berechnen. Hat man aber

[1] Abteilung 3, am 24. September.

noch keine Dampftabelle, so muss man den Wirkungsgrad schätzen mit Hilfe der Gleichung

$$\frac{\eta_c - \eta_x}{\eta_c - \eta_w} = \frac{(c/r)_x}{(c/r)}$$

in welcher η_x der Wirkungsgrad der zu untersuchenden Flüssigkeit, $(c/r)_x$ der Wert des kritischen Bruches für diese Flüssigkeit ist; η_w bezw. $(c/r)_w$ sind die entsprechenden Werte für eine Flüssigkeit, für welche eine Dampftabelle existiert. Wegen des Geltungsbereiches dieser Gleichung muss ich wieder auf die ausführliche Darstellung verweisen.

Den Gesamtwirkungsgrad einer Mehrstoffdampfmaschine erhält man, indem man berücksichtigt, dass der zweiten und den folgenden Stufen nicht nur die Wärmeenergie zugeführt, welche die vorhergehenden als durch sie nicht mehr verwandelbar abgeben, sondern auch noch diejenige, welche die Heizgase abgeben können, wenn sie sich um die den höchsten Temperaturen zweier aufeinanderfolgender Stufen entsprechende Temperaturdifferenz abkühlen.

Von dem Maximum der aus den Heizgasen zu gewinnenden Arbeit, welches durch eine Dampfmaschine mit einer idealen Flüssigkeit gewonnen werden kann, liefert die angeführte Dreistoffdampfmaschine theoretisch 65 Proz. Praktisch ist natürlich die Ausbeute geringer, namentlich die Überhitzung, welche nötig ist, um die günstigen indizierten Wirkungsgrade zu erzielen, drückt den Gesamtwirkungsgrad ganz bedeutend herunter; in dem von mir durchgerechneten Beispiel um 10 Proz. seines Wertes. Es ergiebt sich, dass unter Berücksichtigung der Verluste durch die Feuerung 2800 Kal. Kohle auf dem Roste nötig sind für eine Pferdestärkenstunde; während die besten Wasserdampfmaschinen 5000 Kal./PS auf dem Roste und die besten Generatorgasmotoren 3200 Kal./PS im Generator gebrauchen.

Da in der Rechnung sicherheitshalber die indizierten Wirkungsgrade sehr niedrig angenommen worden sind, also noch bedeutend verbessert werden können, so ist somit die Dampfmaschine der einzig rationelle Wärmemotor für den Grossbetrieb.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 11. Oktober 1902.)

R. Blochmann (Kiel), Ein neues System der sogen. drahtlosen Telegraphie: die Strahlentelegraphie.[1]

Die Fortschritte, welche auf dem Gebiete der Telegraphie mittels elektrischer Wellen in der letzten Zeit gemacht worden sind, bewegten sich fast ausschliesslich nach der Richtung hin, die Entfernung, bis auf welche Telegramme gesendet werden können, so gross wie möglich zu machen. Vielleicht waren es gerade die hierbei nach und nach erreichten Erfolge, welche bewirkten, dass wesentlich nur nach dieser Richtung hin weiter gearbeitet worden ist, und dass man eine genauere Betrachtung der Vorgänge, welche sich zwischen zwei Stationen der Wellentelegraphie im Zwischenmedium abspielen, und erfolgreiche Bestrebungen, die der Wellentelegraphie im allgemeinen in ihrer jetzigen Ausbildung noch anhaftenden prinzipiellen Nachteile zu beseitigen, bisher unterliess. Als solche Nachteile hat man es zu bezeichnen: 1. dass von einer Sendestation aus die Telegramme nach allen Richtungen des Horizonts sich verbreiten, so dass also eine Geheimhaltung des Telegraphierens unmöglich ist; 2. dass an einer Empfangsstation Telegramme oder überhaupt Zeichen registriert werden — ganz abgesehen von den durch atmosphärische Störungen hervorgerufenen —, welche aus einer jeden beliebigen Richtung herkommen, so dass also von fremder Seite solche Störungen herbeigeführt werden können, welche eine beabsichtigte Verständigung zwischen zwei bestimmten Stationen durchaus ausschliessen; endlich ist es nicht möglich, was oft sehr erwünscht wäre, die Richtung zu bestimmen, aus welcher die von den Registrierapparaten einer Empfangsstation einlaufenden Telegramme herkommen. Das Vorhandensein dieser Nachteile ist prinzipiell verbunden mit der Anwendung der Antennen, der in den Luftraum emporgeführten Verstärkungsdrähte, seit deren Einführung übrigens der Name „drahtlose Telegraphie“ für die elektrische Wellentelegraphie besonders ungerechtfertigt erscheinen muss.

Der Vortragende suchte nun durch die Wahl und Anwendung eines anderen Verstärkungsmittels für elektrische Strahlen an Stelle der Antennen die obengenannten, bei der Verwendung von Antennen notwendigerweise auftretenden Nachteile zu beseitigen, und fand als ein hierfür geeignetes Mittel die Benutzung von linsenförmigen Körpern aus einem passenden Materiale, nämlich einem solchen, dessen Dielektrizitätskonstante möglichst gross ist, also z. B. Harz, Glas, Paraffin etc. Besonders interessant und wichtig für die praktische Verwendung ist hierbei die auch vom Vortragenden bei seinen Versuchen zur Erprobung der von ihm schon vor längerer Zeit in den Patentschriften niedergelegten theoretischen Betrachtungen wahrgenommene Thatsache, dass die Dimensionen solcher Linsen durchaus nicht gross zu sein brauchen gegenüber den zur Anwendung gebrachten Wellenlängen. Mit Linsen von nur 80 cm Durchmesser gelang es ihm unter Verwendung von etwa 20 cm langen Wellen, kilometerweite Entfernungen zu überstrahlen.

In der Art der Generatoren und der Detektoren für elektrische Strahlung unterscheidet

[1] Abteilung 3, am 23. Septbr.

sich das System des Vortragenden in nichts von den bisher bekannten, vielmehr liegt in der gegenseitigen Anordnung derselben, unter Fortfall der Antennen, dessen Eigentümlichkeit. Die Sendestation enthält demgemäss die für die Erzeugung elektrischer Strahlung erforderlichen Apparate in einer metallischen Kammer untergebracht, welche an einer Stelle eine Linse vorbeschriebener Art enthält. Dadurch wird es erreicht, dass elektrische Wellenzüge 1. nur durch die Linse austreten können, und 2. dass sie beim Durchgang durch diese Stelle konzentriert und gerichtet werden.

Auf diese Weise wird die von den Erregerapparaten erzeugte elektrische Energie längs der Achse der Linse zusammengehalten und kann also auf grössere Entfernungen hin noch die dort aufgestellten Detektoren bethätigen. Diese Einwirkung der gerichteten Wellenzüge oder Strahlen auf die am Empfangsorte aufgestellten Detektoren wird wiederum verstärkt dadurch, dass sie durch eine ebensolche Linse hindurchgehen, ehe sie den eigentlichen Detektor erreichen, welcher im Brennpunkte jener Linse aufgestellt ist. Abgesehen von dieser doppelten Verstärkung, oder besser gesagt: Zusammenhaltung der Strahlungsenergie wird aber bei diesem System erreicht, dass die Wellenzüge zwischen beiden Stationen und nur zwischen diesen Stationen in im allgemeinen geradliniger Fortpflanzung sich bewegen. Die Sendestation ähnelt demgemäss einem optischen Scheinwerfer, und die Empfangsstation einem menschlichen Auge; und da die elektrischen Wellenzüge in der That die Eigenschaften der Lichtstrahlen besitzen, kann man berechtigterweise dieses System der Wellentelegraphie kurzweg als „Strahlentelegraphie" bezeichnen.

Charakteristisch ist für die Strahlentelegraphie, dass für den direkten Nachrichtenaustausch die beiden in Verkehr tretenden Stationen gewissermassen gegenseitig sichtbar sein müssen, d. h. dass kein für elektrische Wellen Schatten bildender Gegenstand in der geraden Verbindungslinie beider Stationen sich befinden darf. Holzwände z. B. oder namentlich Nebel bilden ein solches Hindernis erfahrungsgemäss nicht. Dass dies Nebel nicht thut, ist besonders wichtig, weil er die Überlegenheit der elektrischen Strahlentelegraphie gegenüber allen optischen Telegraphiermethoden, zu welchen auch die sogenannte drahtlose Telephonie zu rechnen ist, kennzeichnet. Durch Einschaltung von Relais-Stationen, d. h. von Stationen, an welchen einlaufende Depeschen automatisch auf einen neuen Sendeapparat übertragen werden, lässt sich übrigens die Entfernung, welche mittels der Strahlentelegraphie überbrückt werden kann, auf eine beliebige Grösse steigern, wenn nur Punkte für Relais-Stationen gewonnen werden können. Durch eine geeignete Wahl der Orte für diese Relais-Stationen kann hierbei erreicht werden, dass z. B. über ein Gebirge hinweg oder um dasselbe herum ein störungsfreier und geheimer strahlentelegraphischer Verkehr aufrecht erhalten werden kann. Hervorgehoben mag überdies werden, dass, da ja die eigentlichen Radiator- und Empfängerapparate dieselben sind, jede Station für Strahlentelegraphie auch mit einer Antenne versehen sein kann, welche im Bedarfsfalle beliebig angeschaltet werden kann, wenn direkt auf sehr grosse Entfernungen oder absichtlich im ganzen Umkreise Telegramme entsendet werden sollen. Für den Nahverkehr bleiben dann — nach Abschaltung der Antennen — die Vorteile der Strahlentelegraphie gegenüber den bisherigen Systemen der Wellentelegraphie: die Störungsfreiheit und die Geheimhaltung vollkommen aufrecht erhalten.

Endlich sei noch auf eine besondere Eigenschaft des neuen Systems hingewiesen, die darin besteht, dass man die Richtung der an einer Empfangsstation eintreffenden elektrischen Strahlen sehr genau bestimmen kann. Kommen solche Strahlen parallel zur Achse der Linse an der Empfangsstation an, so werden sie im Brennpunkte der Linse vereinigt und von dem dort befindlichen Detektor zur Wahrnehmung gebracht. Strahlen aber, deren Richtung einen Winkel zur Linsenachse bildet, werden nicht im Brennpunkte vereinigt; sie lassen also den dort aufgestellten Detektor — wenn die Winkelabweichung hinreichend gross ist — unbeeinflusst, sie können aber wohl von einem in dem neuen Strahlenvereinigungspunkte befindlichen Detektor zur Wahrnehmung gebracht werden. Bringt man demgemäss nicht einen, sondern mehrere Detektoren für elektrische Strahlung in der Kammer der Empfangsstation an, so wie ja auch die Netzhaut des menschlichen Auges aus sehr vielen einzelnen lichtempfindlichen Organen besteht, so kann man gewissermassen die vor der Linse liegende Gegend elektrisch abbilden im Innern der Kammer der Empfangsstation, allerdings nicht mit der beim Auge oder der photographischen Kamera erreichbaren Genauigkeit, aber doch, wie die Versuche gezeigt haben, mit einer bis auf einige Winkelgrade herabgehenden Genauigkeit. Man braucht hierbei keineswegs die gesamten Empfangsapparate, sondern nur die eigentlichen Detektoren in einer Mehrzahl in der Kammer der Empfangsstation anzuordnen, wenn ein Apparat hinzugefügt wird, welcher anzeigt, welcher von den Detektoren jeweilig in Thätigkeit versetzt wurde.

In dieser Ausbildungsform stellt die Strahlentelegraphie einen Fortschritt dar, welcher von keinem der bisher angewandten

Systeme[1]), auch bei deren grösster Vervollkommnung erreichbar, weil prinzipiell ausgeschlossen ist: nämlich die Möglichkeit, den Ort von Schiffen bei Nebel genau festzustellen, sobald das Schiff nur im Bereiche von zwei Stationen für Strahlentelegraphie sich befindet, was ja bei einer weiteren Verbreitung der Strahlentelegraphie gerade an den besonders gefahrdrohenden Küsten zweifellos der Fall sein wird. Für die Verbreitung der Strahlentelegraphie ist es übrigens sicher von ausschlaggebender Bedeutung, dass bei einer erheblichen Vermehrung der Stationen für gewöhnliche Wellentelegraphie, welche nicht nach bestimmten Richtungen hin arbeiten, bald unmöglich sein wird, einen geordneten Verkehr aufrecht zu erhalten in einem bestimmten Bezirke, z. B. bei stark frequentierten Schiffahrtsstrassen, weil die gegenseitige Störung vieler in einem solchen Bezirke befindlicher und gleichzeitig arbeitender Stationen zunächst zu Unzuträglichkeiten und schliesslich zur Unmöglichkeit akkurate und geheimbleibende Telegramme zu erhalten, führen muss.

1) Einen Überblick über die verschiedenen Systeme bietet: R. Blochmann, Die Entwickelung der asymptotischen Telegraphie (sog. „Telegraphie ohne Draht"). Berlin, Verlag von E. S. Mittler & Sohn.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 11. Oktober 1902).

V. Conrad (Wien), Praktische Erfahrungen mit dem Benndorfschen mechanisch-registrierenden Elektrometer (mit Demonstration).[1])

An einigen der grössten Stationen des österreichischen meteorologischen Netzes sind Benndorfsche selbstregistrierende Elektrometer zur automatischen Aufzeichnung des Ganges der Luftelektrizität aufgestellt. Es war daher der Vortragende von der Wiener meteorologischen Centrale delegiert worden, den neuen Apparat der Naturforscherversammlung vorzuführen. Für den Apparat sprach die Thatsache, dass der Vortragende im stande war, trotz karg bemessener Vorbereitungszeit, das Registrierinstrument bereits in voller Funktion (von einer Radiumelektrode betrieben) in der Sektionssitzung vorzuführen. Der Apparat, sowie seine Bedienung, Eichung etc. wurden kurz beschrieben. Der Vortragende bedauert, noch nicht über eine Arbeit berichten zu können, die der Erfinder des Apparates, Herr H. Benndorf, gemeinsam mit dem Vortragenden über die Genauigkeit und Tauglichkeit des Instrumentes, sowie über die Verwendbarkeit von Radiumelektroden begonnen hat, da dieselbe noch zu keinem endgültigen Ergebnisse geführt wurde. Bezüglich der Radiumelektroden ist zu bemerken, dass dieselben auf Grund einiger Versuche nur einen sehr kleinen Wirkungskreis haben und daher keineswegs andere luftelektrische Untersuchungen, welche in halbwegs grosser Entfernung angestellt werden, beeinträchtigen. Zum Schlusse wurden einige typische Registrierkurven (wolkenloser Tag, ganz bedeckter Tag, Tag mit Gewitter etc.) besprochen, von denen namentlich eine Kurve von Interesse war, die die starke Einwirkung des staubbeladenen Stadtwindes auf den Gang des Potentials zeigte.

1) Abteilung 6, 23. September.

(Selbstreferat des Vortragenden.)

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

REFERATE.



Die 19. Versammlung der Astronomischen Gesellschaft in Göttingen.[1])

In den Tagen vom 4. bis 7. August dieses Jahres fand in Göttingen die XIX. Versammlung der Astronomischen Gesellschaft statt. Die Sitzungen wurden am 4. August vormittags 10 Uhr vom Vorsitzenden, Herrn Prof. Seeliger (München), in der Aula der Göttinger Universität eröffnet und es hiessen zunächst der Prorektor der Universität, der Vertreter der kgl. Staatsregierung und der Bürgermeister von Göttingen, sowie der Direktor der Sternwarte die Mitglieder der Gesellschaft willkommen. Nachdem Herr Seeliger gedankt, giebt derselbe den Bericht über die Thätigkeit des Vorstandes während der verflossenen zwei Jahre und über den gegenwärtigen Stand der Gesellschaftsangelegenheiten. Es sei hier nur daraus hervorgehoben, dass die Mitgliederzahl seit der letzten Zusammenkunft in Heidelberg um 12 zugenommen hat, sie beträgt gegenwärtig 375, von denen in Göttingen 63 anwesend waren, die höchste bisher vorgekommene Anzahl. Der Vorsitzende teilt sodann mit, dass aus der Lindemann-Stiftung bereits ein Preis für eine Kometenberechnung habe erteilt werden können und zwar an Herrn Dr. Scheller in Prag. Über die weitere Bearbeitung der Zonenkata-

1) Bericht über die 18. Versammlung: Diese Zeitschrift 2, 11, 1900.

loge erstattet Herr Oudemans Bericht; aus demselben geht hervor, dass die Kataloge für den nördlichen Himmel bis auf die Zone 70° bis 75° (Dorpat) fertiggestellt sind. Inkl. dieses noch fehlenden Teiles werden dann durch dieses Unternehmen circa 138200 Sterne bis zur 9. Grössenklasse beobachtet und bezügl. ihrer Positionen genau festgelegt sein. Herr Müller (Potsdam) berichtet dann über die von der Gesellschaft beabsichtigte Herausgabe eines Kataloges der „veränderlichen Sterne". Die Redaktion dieses Werkes liegt in den Händen der Herren G. Müller und E. Hartwig (Bamberg). Der Katalog wird 4 Abteilungen umfassen: 1. Sicher veränderliche Sterne; 2. Mutmassliche Veränderliche; 3. Veränderliche Sterne in Sternhaufen; 4. Neue Sterne. — Sodann legt Herr Weiss (Wien) den von Herrn Kreutz (Kiel) bearbeiteten Bericht über den Stand der Kometenbahnrechnungen vor. Es geht daraus hervor, dass die Gründung eines Recheninstitutes für die Bearbeitung der periodischen Kometen höchst wünschenswert ist, da die rechtzeitige Fertigstellung der nötigen Ephemeriden häufig mit Schwierigkeiten verbunden sei. Herr Franz (Breslau) bittet, auch den nicht mit der Sonnennähe zusammenfallenden Oppositionen des Holmesschen Kometen Beachtung zuzuwenden, da dessen eigentümliche Lichtverhältnisse ihn auch in grösserer Entfernung von der Sonne möglicherweise sichtbar werden lassen. Sodann folgt die Vorlegung des Kassenberichtes durch den Rendanten Herrn Bruns (Leipzig) und es werden die Vorschläge für den nächsten Versammlungsort gemacht. Als solche kommen Kopenhagen, Lund und Wien auf dahin erfolgte Einladung in Betracht. Wie hier vorausgeschickt werden mag, wurde in der nächsten Sitzung Lund gewählt, nachdem Herr Weiss seinen Antrag betr. Wien zurückgezogen hatte.

Vor Schluss der Sitzung machte noch Herr Brendel (Göttingen) einige Mitteilungen über das jetzt auf der Sternwarte eingerichtete „Gauss-Archiv", welches nachmittags besichtigt werden sollte, und Herr Klein (Göttingen) spricht noch kurz über die „Mathematische Encyklopädie" mit besonderer Bezugnahme auf deren astronomischen Teil und dessen voraussichtliche Einrichtung und Bearbeitung.

Am Montag Nachmittag folgten die Teilnehmer einer Einladung nach der Sternwarte, um diese zu besichtigen und einige besondere Veranstaltungen daselbst, u. a. eine Ausstellung astronomischer Instrumente, sowie das Gauss-Archiv in Augenschein zu nehmen. Die Aufnahme eines grossen Gruppenbildes schloss den Besuch der Sternwarte ab. Eine grössere Anzahl der Herren nahm noch das Brendelsche Privatobservatorium in Augenschein. Abends fand auf Einladung der kgl. Staatsregierung unter Vorsitz seiner Magnificenz des Herrn Prorektors im Hotel „Englischer Hof" ein Festessen statt.

Am zweiten Sitzungstag berichtete zunächst Herr Wislicenus (Strassburg) über den „Astronomischen Jahresbericht", dessen vorzügliche Gestaltung allgemeine Anerkennung fand. Sodann sprach Herr Brendel über die Herausgabe von „Gauss' Werken" und knüpfte daran einige Mitteilungen über die Geschichte der Entstehung der Arbeiten von Gauss. Die Versammlung beschliesst, am Grabe von Gauss einen Kranz niederzulegen.

Herr Callandreau (Paris) spricht über einige Resultate, die statistische Betrachtungen der Elemente der kleinen Planeten geliefert haben. Eines der wichtigsten ist, dass die Häufigkeit der kleinen Planeten in ihrer Gruppierung um die Sonne dem Gesetze der Wahrscheinlichkeit entspricht, wenn man als Abstände nicht die halben grossen Achsen der Bahnen, sondern die Apheldistanzen zu Grunde legt.

Hierauf spricht Herr Darwin über die Stabilität gewisser „birnförmiger" Poincaréscher Gleichgewichtsfiguren, und Herr Wolf (Heidelberg) macht Mitteilung über die bemerkenswerte Gruppierung von Nebelflecken in dem Sternbilde „Coma Berenice", welche sich nicht nur auf die Anzahl und Verteilung der Nebel, sondern, wie es scheint, auch auf die Gestalt und Orientierung der Längsachse der meist elliptisch gestalteten Nebelflecke bezieht. Nachdem noch Herr Courvoisier (Heidelberg) das Modell eines Apparates zur graphischen Berechnung der „Reduktion auf den scheinbaren Ort" erläutert hat, erhält Herr Pulfrich (Jena) das Wort zu einem längeren, interessanten Vortrag über den von ihm konstruierten „Stereokomparator". Der Apparat soll dazu dienen, auf Grund der Ausnutzung des stereoskopischen Sehens Entfernungsbestimmungen von Gestirnen vornehmen zu können. Der Apparat selbst war auf der Sternwarte aufgestellt und wurde dort von Herrn Pulfrich eingehend demonstriert. Nach einer Mittagspause wurden im grossen Hörsaale des Chemischen Instituts von Herrn Geh.-Rat Riecke und Herrn Dr. Kaufmann Vorträge über die Elektronentheorie gehalten, welche sich auf die Annahme einer elektromagnetischen, mit der Geschwindigkeit veränderlichen Masse zuspitzten.[1]) Daran anschliessend demonstrierte noch Herr Wolf mit Hilfe des Projektionsapparates einige Aufnahmen von Nebelflecken, Teilen der Milchstrasse und solcher von Kometen. Schliesslich hielt Herr Lebedew (Moskau) einen Vortrag über die Abweichungen vom Newtonschen Gesetz und besonders über die Entstehung der Kometenschweife. (Vergl. d. Zeitschrift **4**, 15, 1902.)

1) Vgl. diese Zeitschrift **4**, 54 und 57, 1902.

Am Abend dieses Tages versammelten sich die Mitglieder der Gesellschaft auf Einladung der Stadt Göttingen zu einem Abendtrunke in der festlich geschmückten Rathaushalle.

Donnerstag, der 6. August, war einem Besuche der Stadt Kassel gewidmet. Vor allem wurde dort die Sammlung älterer astronomischer Instrumente besichtigt, die ihren Ursprung auf die einstige Sternwarte des Landgrafen Wilhelm IV. von Hessen zurückführt. Nachmittags wurde ein gemeinschaftlicher Ausflug nach Wilhelmshöhe unternommen und abends kehrten die Teilnehmer wieder nach Göttingen zurück, um am Morgen des 7. August in einer dritten wissenschaftlichen Sitzung die XIX. Tagung der Astronomischen Gesellschaft zu beschliessen.

In dieser dritten Sitzung macht zunächst noch Herr Klein einige Mitteilungen über verschiedene Göttinger wissenschaftliche Institute, die der angewandten Mathematik dienen, sodann spricht Herr Lowell über die Notwendigkeit für die verschiedene Durchsichtigkeit der Luft eine allgemeine Skala einzuführen, da diese namentlich bei Helligkeitsschätzungen u. s. w. eine grosse Rolle spiele. Herr H. G. van de Sande-Bakhuyzen (Leiden) macht über eine Reihe von Versuchen Mitteilung, welche sich auf die Erklärung der „persönlichen Gleichung" beziehen und welche die Abhängigkeit derselben von physiologischen und objektiven Einflüssen bestätigen. — Herr Charlier (Lund) legt zunächst sein neues Werk „Mechanik des Himmels" vor und sodann macht er über seine Studien Mitteilung, die sich auf die Orientierung alter Kirchen nach den Himmelsrichtungen beziehen und die ihn auf die Annahme geführt haben, dass bei der Absteckung der Längsachsen der Aufgang der Sonne massgebend gewesen sei, wie dieser an dem Tage erfolgt sei, der demjenigen Heiligen gewidmet werde, dem die betr. Kirche als Schutzpatron geweiht sei.

Herr Kostersitz (Graz) erstattet Bericht über den Stand der Angelegenheit der Errichtung eines Höhen-Observatoriums im Gebiete des Schneeberges bei Wien. — Herr Newcomb (Washington) macht darauf aufmerksam, dass es sich wahrscheinlich nur lohnen werde, solche Sterne zur Bestimmung ihrer Parallaxe auszuwählen, welche auch schon durch eine grössere Eigenbewegung sich auszeichnen, dass dagegen andere Gestirne wenig Erfolg versprechen dürften. Herr Ebert spricht über seine Unternehmungen betr. das Dreikörper-Problem und Herr Franz (Breslau) betont die Wichtigkeit der regelmässigen Meridianbeobachtungen des Mondes mit Hilfe der Beobachtung des Kraters Mösting für die Theorie der Mondbewegung und spricht sodann noch über neuere Messungen an Mondphotogrammen, die er an Aufnahmen der Licktsternwarte vorgenommen hat. Herr Ristenpart (Berlin) ersucht, die Beobachtungen des Sternes Grombridge 1830 wegen dessen eigentümlicher Eigenbewegung fortzusetzen. — Weiterhin hält Herr Folie (Brüssel) zwei Vorträge über das von ihm speziell behandelte Thema der sogen. täglichen Nutation. Daran schliesst sich eine Mitteilung des Herrn Ambronn, aus welcher hervorgeht, dass die von Prof. Schur und ihm selbst seit 12 Jahren regelmässig fortgesetzten Messungen des Sonnendurchmessers mit dem Repsoldschen Heliometer keinerlei Anhalt für eine periodische Veränderung des Sonnendurchmessers, die etwa mit der Fleckenperiode im Zusammenhang steht, haben erkennen lassen. — Herr Heyde (Dresden) giebt eine durch photographische Ansichten erläuterte Beschreibung der neuen Engelhardt-Sternwarte in Kasan, wie sie unter Leitung des Herrn Dulingo (Kasan) dort nach ihrer Überführung von Dresden erbaut worden ist. — Zum Schluss berichtet Herr Weiss (Wien) über bestimmte Katalogarbeiten, die auf der Wiener Sternwarte ausgeführt werden und giebt sodann noch an der Hand einer grossen Anzahl von Photographien höchst interessante Aufschlüsse über altindische Sternwarten, deren Ruinen er bei Gelegenheit einer Expedition nach Indien zur Beobachtung der Leoniden kennen lernte. — Am Nachmittag fand noch eine eingehende Besichtigung des neuen geophysikalischen Instituts auf dem Hainberge statt, wobei der Leiter desselben, Herr Prof. Wiechert, die nötigen Erläuterungen gab. Am Abend versammelten sich die Teilnehmer an der Versammlung noch zu einem kleinen Abschiedsfeste auf dem „Rohns" bei Göttingen. L. Ambronn.

(Eingegangen 13. Oktober 1902.)



Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. **H. Th. Simon.**

Das Selektorsystem.

Die Aufgabe, einen beliebigen von vielen in eine Leitung eingeschalteten Apparaten auswählend zu bethätigen, kann u. a. dadurch gelöst werden, dass jeder desselben nur durch eine bestimmte Aufeinanderfolge positiver und negativer Stromstösse befähigt wird, seinen Arbeitskontakt zu schliessen. Ein solches System wird in Amerika neuerdings für die mannigfaltigsten Fernschaltzwecke in Anwendung gebracht, beispielsweise zur Ein- und Ausschaltung der Primärwicklung leerlaufender Transformatoren, zur stundenweisen Fernzündung in Beleuchtungsnetzen, zur Telegraphie auf langen Leitungen

mit vielen Zwischenstellen, endlich zum automatischen Fernsprechnebenstellenbetrieb.

In der einfachsten Form besteht das System nur aus einem Geber (Transmitter) und einer Anzahl in eine Leitung einzuschaltender Empfänger (Selektoren). Elektromagnetische Hilfsrelais für Starkstrom kommen ausserdem da zur Anwendung, wo die Stärke und Spannung der zu schaltenden Ströme nicht gestattet, die feineren Kontakte der Geber und Empfänger direkt zu benutzen.

Der Transmitter besteht aus einer Anzahl auf einer gemeinsamen Achse angeordneter, zu einer Walze vereinigter Kontaktscheiben. Auf jeder Scheibenperipherie befinden sich Erhöhungen und Vertiefungen von solcher Art, dass Schleifbürsten abwechselnd Kontakt und Unterbrechung herstellen können, wenn die Walze durch ein Triebwerk in Umlauf versetzt wird. Ein Schleifbürstenpaar ist längs einer Führungsstange parallel zur Walzenachse verschiebbar; die eine Bürste veranlasst (eventuell durch Relais) die Entsendung eines positiven, die andere eines negativen Stromstosses. Der Transmitter gestattet somit dadurch, dass man das Bürstenpaar einem bestimmten Kontaktscheibenpaar gegenüberstellt und die Walze zu einmaligem Umlauf auslöst, automatisch eine bestimmte Folge von positiven und negativen Stromstössen in die Fernschaltleitung zu senden.

Der Selektor enthält einen vom Fernschaltstrom durchflossenen polarisierten Elektromagneten, der auf einen positiven oder negativen Stromstoss hin entgegengesetzte Bewegungen ausführt. Ein Arm, auf den sich diese Bewegungen übertragen, treibt mittels Schalthakens bei jedem positiven Stromstoss ein Zahnrad um einen Schritt weiter, wobei eine (später rückführende) Feder gespannt wird. Wird ein negativer Strom empfangen, so hebt der Arm den Schalthaken sowie einen Sperrhaken aus den Zahnkranz aus, das Rad könnte unter der Federwirkung in die Ruhelage zurückgehen. Mit dem Zahnrad ist aber noch ein Begleitrad starr verbunden, auf dessen Peripherie in bestimmten Abständen Einsinkstellen angeordnet sind, in welche ein zweiter Sperrhaken einsinken kann. Indem dieser einsinkt, weicht er zugleich dem rückstellenden Stosse des Elektromagnethebels aus, das Zahnrad bleibt gesperrt, und wenn wieder positive Stromstösse kommen, setzt es seinen Weg fort. Wenn aber der zweite Sperrhaken im Momente eines negativen Stromstosses keine Einsinkstelle gefunden hat, so wird auch er von dem rückstellenden Arm getroffen, ausgehoben, und das Zahnrad kehrt in die Ruhelage zurück.

Hiernach ist klar, dass man durch die Stromwechselfolge des Gebers und die Anordnung der Einsinkstellen auf dem Begleitrade die Bewegung des Selektorrades vollkommen beherrscht, und dass sich verschiedene Selektoren unter derselben Stromfolge verschieden weit drehen werden. Wenn dann in der Endstellung des Rades ein Kontakt zustande kommt, so wird damit ein Lokalstromkreis in Wirksamkeit gesetzt werden können. In diesen Lokalstromkreis können dann Relais angeordnet werden, die einen Starkstromschalter mit hinreichender Kraft und Hubweite bewegen.

Der Selektor scheint für einen ziemlich hohen Energiebedarf gebaut zu werden; nach einer Angabe des „Electrician", May 16, 1902 werden z. B. für einen Selektormagneten von 6 Ω Linien Ströme von 2 Amp. angewendet, entsprechend 24 Watt Verbrauch; allein offenbar kann man das Prinzip auch für die schwächsten Telegraphenströme benutzen, indem man ein empfindliches polarisiertes Relais in die Fernschaltlinie einführt, und erst die von diesem ausgelösten Lokalstromstösse auf den Selektormagneten wirken lässt. L. Rellstab.

(Eingegangen 10. August 1902.)

BESPRECHUNGEN.

S. Günther, Geschichte der anorganischen Naturwissenschaften im 19. Jahrhundert. (Das 19. Jahrhundert in Deutschlands Entwicklung, Bd. V.) XIX u. 984 S. Berlin, G. Bondi. 1901. 10 Mk.

„Als ein Wagnis muss es unter allen Umständen gelten, wenn man die Fortschritte eines ganzen Wissenszweiges bis zur Gegenwart herab verfolgen will." Bedenkt man, dass die anorganischen Wissenschaften Mathematik, Astronomie, Physik, Astrophysik, Geophysik, Chemie, physikalische Chemie, Mineralogie und Krystallographie, Geologie und eine Reihe von Grenzgebieten, darunter die technischen umfasst, so unterschreibt man gerne obigen Satz der Einleitung und geht mit Misstrauen an das Werk heran. Indes verwandelt sich dasselbe alsbald in eine rückhaltlose Bewunderung. Denn das gigantische Unterfangen eines einzigen Mannes, die Säkularbilanz aller dieser Wissenschaften zu ziehen, hat eine nach Inhalt und Form gleich staunenswerte Leistung zu Tage gefördert

Nachdem der Standpunkt der Naturwissenschaften um die Wende des 18. Jahrhunderts in grossen Zügen skizziert (Kap. I) und des sterilen naturphilosophischen Interregnums der Hegelianer gebührend Erwähnung gethan ist (Kap. II), sind der Physik folgende Kapitel gewidmet:

VI. Erdmessung und Erdphysik in der ersten Hälfte des Jahrhunderts.

VIII. Die Physik im Zeitalter vor Entdeckung des Energieprinzips.

XI. Der grosse Umschwung in der naturwissenschaftlichen Prinzipienlehre.

XII. Der Werdegang der Spektralanalyse.

XIV. Die Astrophysik.

XV. Die mechanischen Disziplinen in der neuesten Zeit.

XVI. Licht, Magnetismus, Elektrizität in der zweiten Hälfte des Jahrhunderts.

XVII. Moderne Grenzgebiete der Physik.

XXIII. Erdmessung und Erdphysik in der zweiten Hälfte des Jahrhunderts.

Von der ungemeinen Reichhaltigkeit, mit der der grosse Stoff dargeboten wird, und der übersichtlichen Disposition, geben schon die Kapitelinhaltsverzeichnisse einen Eindruck. Obwohl fast jeder Arbeiter genannt und jedes Arbeitsfeld in seinem Wachsen und seinen Früchten dargestellt wird, macht das Ganze überall den Eindruck eines aus einem Gusse hervorgegangenen Werkes, grosszügig konzipiert und klar herausgearbeitet. Man ist immer wieder erstaunt, mit welch feinem Verständnis, und wie richtiger Bewertung der Verfasser das Meer der Litteratur durchfährt und wie treffend er die grossen Entwicklungsströmungen darin zu verfolgen weiss. Demgegenüber bedeutet es wenig, was der eine oder andere immer zu bemängeln finden wird: dass hier etwas zu sehr unterstrichen, dass dort dieser oder jener zu kurz weggekommen sei. Wer eine Zeitgeschichte schreibt, muss gefasst sein, dass nicht alle Zeitgenossen mit ihm zufrieden sind. Und eine ganz objektive Warte giebt es nie für einen zeitgenössischen Autor: stets erscheinen die näheren Gipfel, die ihn eben täglich umgeben, deutlicher als alle die ferneren und gleichhohen. Das wird niemand Verständiges, weder hier noch sonst, zu einem Vorwurf anrechnen. Dass unter den modernen physikalischen Lehrbüchern das von E. Riecke nicht genannt, geschweige denn gebührend hervorgehoben wird, ist ein weniger begreifliches Versehen. Auch die eminente Bedeutung, die F. Kohlrauschs praktische Physik für das abgelaufene Jahrhundert hat, ist nicht gewürdigt.

Andererseits aber ist der Verfasser auch ganz modernen Strömungen und Gebieten nachgegangen; z. B. erkennt er wohl die gesunde Bewegung, die, nach dem Vorgange Göttingens, den Universitäten wieder die lebendige Anteilnahme an den angewandten Wissenschaften zurückgeben will, die sie sich mehr oder weniger haben entgleiten lassen.

Die Ausstattung des stattlichen Bandes ist in jeder Hinsicht gut. Vortreffliche Portraits von Helmholtz, A. v. Humboldt, Bessel, Gauss, Faraday, Liebig, L. v. Buch, R. Mayer, Kirchhoff, Bunsen, Neumayer, Röntgen, Groth, v. Zittel, Süss, Nordenskiöld, sind eingefügt. Ein Namensregister erleichtert die Benutzung ausserordentlich.

Alles in allem ist das Buch nicht nur durch das was behandelt wird, sondern auch durch sich selbst ein Denkmal deutschen Gelehrtenfleisses, auf das wir stolz sein können und das einen wertvollen Platz in der Geschichtsschreibung beanspruchen darf. H. Th. Simon.

(Eingegangen 9. September 1902.)

In der von W. Knapp in Halle ausgegebenen Encyklopädie der Photographie sind 1902 neu aufgelegt oder neu erschienen die Hefte:

17. **F. Stolze, Die Kunst des Vergrösserns auf Papieren und Platten.** 2. verb. Aufl. 205 S. M. 6.—.

13. **A. v. Hübl, Der Platindruck.** 2. umgearbeitete Aufl. 152 S. Mk. 4.—.

39. **R. A. Reiss, Die Entwicklung der photographischen Bromsilbertrockenplatte und die Entwickler.** 155 S. Mk. 4.—.

40. **Lüppo-Cramer, Wissenschaftliche Arbeiten auf dem Gebiete der Photographie.** 112 S. Mk. 4.—.

41. **Hugo Scheffler, Das photographische Objektiv.** 88 S. M. 2.40.

Die Hefte der Knappschen Encyklopädie stellen mit verschwindenden Ausnahmen ausgezeichnete Monographien dar, welche sich bald mit der praktischen, bald mit der theoretischen Seite der Photographie befassen. Es ist nur billig, mit dem Buch Stolzes, des Altmeisters der deutschen Photographie, zu beginnen. Die Apparate und Methoden der Vergrösserung werden mit gewohnter Meisterschaft in einer für ein grösseres Publikum geeigneten, trotzdem aber gründlichen Weise erörtert. Ich bin mit dem Verfasser bezüglich der Gleichwertigkeit ausgedehnter Lichtquellen mit Bogenlicht ebensowenig einer Meinung, wie in dem Urteil über Ätherlichtapparate, deren Gefährlichkeit in den Händen Ungeübter bei dem Mangel billigeren Betriebes gegenüber Knallgasapparaten sie für mich überhaupt verwerfen lässt. Trotzdem mag es vorkommen, dass solche Apparate am Platze sind, und wer dann Stolze folgt, wird wenigstens keine Gefahren heraufbeschwören. MeineMeinung soll darum keine Ausstellung gegen Stolze bedeuten, der der Vollständigkeit wegen diese Apparate besprechen musste. — Auch über v. Hübls Platindruck, der gleichfalls in zweiter Auflage vorliegt, ist nur ein anerkennendes Ur-

teil am Platze. Baron Hübls Bücher haben sich längst Bürgerrecht erworben, und dass die neue Auflage nur eine Verbesserung der alten darstellt, ist wohl selbstverständlich. Hübl steht hier, im Gegensatz zu seinem Buche über die Entwicklung noch durchaus auf atomistischem Boden; ich möchte nur zu bedenken geben, ob die Thatsache, dass nur dann ein gutes kräftiges Platinbild sich entwickelt, wenn das Papier mit Ferrioxalat und Platinsalz präpariert ist, nicht aber, wenn das Papier das Ferrioxalat allein, der Entwickler aber alles Platinsalz enthält, auf andere Weise als durch die Annahme der Abspaltung von Ameisensäure gedeutet werden könnte. Enthält nämlich der Entwickler alles Platinsalz, so geht das im Lichte gebildete Ferrooxalat so schnell in Lösung, dass die Platinabscheidung in der Flüssigkeit, nicht aber an der Papierfaser erfolgt. Andererseits ist erwiesen, dass das Kaliumplatinchlorür in Gegenwart organischer Stoffe im Lichte in der Richtung leichterer Reduzierbarkeit verändert wird; wenn das Papier also Eisen- und Platinsalz enthält, wird das entstandene Ferrosalz das mitbelichtete Platinsalz schneller reduzieren, als das Platinsalz des Entwicklers, und die nun am Papier haftenden Platinkeime liefern schnell die Krystallisationscentren für die weitere Platinabscheidung aus dem Entwickler. Hübl behandelt die Herstellung des Platindruckes von den Ausgangsmaterialien bis zur Fertigstellung, und sein Buch dürfte für den Platindrucker fast unentbehrlich sein; dem Platindruck kommt vermöge seiner Haltbarkeit hoher dokumentarischer Wert zu. — Das Buch von Reiss behandelt die Entwicklung der photographischen Trockenplatte in elementarster Weise unter Berücksichtigung der Apparate u. s. w. Das Edinol, der neueste Entwickler, dem eine erhebliche Bedeutung zuzukommen scheint, ist noch nicht aufgeführt; die Arbeitsmethode, die immer etwas Subjektives hat und haben soll, weicht in manchem von den seitherigen Darstellungen ab. Ich bin damit ganz einverstanden, aber dass das Licht als treibende Kraft die Atomschwingungen des Bromsilbermoleküls stärker machen und hierdurch die Einwirkung des Entwicklers ermöglichen soll, findet keine Entschuldigung durch die Thatsache, dass etwas ähnliches bei Colson steht; auch die Versuche von Reeb sind wohl nicht ganz einwandsfrei.

Elementar und ohne Rechnung will Scheffler die Theorie des photographischen Objektivs liefern. Wer weiss, wie enorm schwierig ein solches Unternehmen ist, wird diesem Hefte seine Anerkennung nicht versagen. Immer entsteht die Frage, wo anzufangen und aufzuhören sei, und jeder Autor wird diese Frage anders beantworten. Ein Satz, der dem Fachmann ganz geläufig ist, eine Voraussetzung, die ihm selbstverständlich scheint, mag in der populären Darstellung zur Unklarheit führen; man muss sagen, dass Scheffler diese Klippen gut vermieden hat; vielleicht ist er deshalb manchmal an Schwierigkeiten zu leicht vorübergegangen.

Lüppo-Cramer hat seine hauptsächlich in der „Phot. Corr." erschienenen Arbeiten in einem stattlichen Bande vereinigt. Bei der für Viele schweren Zugänglichkeit der photographischen Litteratur wird man dem Verlage für diese Zusammenfassung dankbar sein müssen. Der Verfasser ist ein Mann von reichen Ideen und besitzt von seiner Thätigkeit in Trockenplattenfabriken her eine Erfahrung, die ihm viele Fingerzeige gegeben haben mag. Er teilt freilich das Schicksal fast aller Forscher auf photographischem Gebiete, dass ein Teil seiner Versuche schon einmal da war, ohne dass er davon Kenntnis hatte. (Als Beispiel sei in Parenthese angeführt, dass die von Eder und auch vom Referenten Janssen [1880] zugeschriebene Entdeckung der Solarisation von Bennett 1878 im British Journal veröffentlicht wurde.) Um so erfreulicher ist es, dass nun wichtiges Material leicht zugänglich wird, denn um Cramers Versuche wird niemand herumkommen, der sich mit den Fragen des latenten Bildes, der Entwicklung und der Sensibilisatorentheorie beschäftigt. Ein anderes ist es mit der Wertung und Deutung der Versuche; gewiss wird man geneigt sein, den eigenen Versuchen eine grössere Bedeutung beizumessen, als fremden; aber das geht nicht an, Dinge, die Abney, Meldola, Colson, Luther (vergl. auch Eder) übereinstimmend beobachtet haben, wie die schwerere Durchdringbarkeit solarisierter Schichten für wässerige Lösungen, zu leugnen, einfach weil der Unterschied dem Verfasser zu klein scheint; man darf doch die ganze Entwicklungs- und Sensibilisationstheorie nicht für umgestossen halten, weil einige Versuche des Verfassers sich nicht sofort einordnen lassen wollen; man sollte doch erst nach Gründen suchen — die Erklärung liegt übrigens mehrmals auf der Hand — und dann sind eben in der Kamera exponierte Platten keine Testobjekte, sondern hier muss das Sensitometer angewendet werden. Weil so auf den ersten Blick nicht alles klappt, wird die ganze Theorie verworfen; die Frage wird wohl angeschnitten, aber eine Deutung nicht versucht, selbst wo sie in Übereinstimmung mit der Theorie zu finden wäre; so geht ein merkwürdig pessimistischer Zug durch das Buch, der thatsächlich unberechtigt ist. Hier dürfte auch Material sein für kritische Arbeiten.

E. Englisch.

(Eingegangen 12. Juni 1902.)

J. M. Eder, Die Grundlage der Photographie mit Gelatine-Emulsionen. 5. Auflage. Des ausführlichen Handbuchs der Photographie 9. Heft. Gr. 8⁰. IX u. 344 S. Halle a. S., W. Knapp. 1902. Mk. 7.—.

Eders Handbuch ist bekanntlich das ausgedehnteste und sorgfältigste einschlägige Werk der Litteratur aller Sprachen; alles ist zusammengetragen und gesammelt. Die 4. Auflage der Gelatine-Emulsionen erschien bereits 1890 und die neue, von der das erste Heft vorliegt, ist umsomehr zu begrüssen. Eder selbst hat ganz besondere Verdienste um die Gelatineverfahren; technisch ist freilich, von den optischen Sensibilisatoren abgesehen, seit 1890 weniger hinzugekommen als theoretisch. Das vorliegende Heft behandelt die wissenschaftlichen Grundlagen der Photographie mit Gelatine-Emulsionen, Geschichte, Photochemie der Silbersalze, Herstellung von Emulsionen und deren Prüfung, Sensibilisatoren, Sensitometrie und die Chemie der organischen Entwickler. Bezüglich der citierten Arbeiten mag der Hinweis gestattet sein, dass diejenigen, welche gegen die Subhaloidtheorie und was damit zusammenhängt, geschrieben wurden, etwas zu kurz kommen; auch meine Untersuchungen über intermittierende Belichtung, die viel weiter gehen als die Schwarzschilds, indem der Verlauf der Induktion festgestellt werden konnte, und die auch auf das Grenzgebiet der Solarisation übergehen, sind nur mit unrichtigem Vornamen citiert. Es bedarf wohl nur dieses Hinweises, um den Herrn Verfasser zur Richtigstellung eines offenbaren Versehens zu veranlassen.

E. Englisch.

(Eingegangen 12. Juni 1902.)

Albert Reynier, L'année photographique 1901. 8⁰. 324 S. Paris, Charles Mendel. frcs. 3.—.

Das Buch unterrichtet auf angenehme Weise über die Fortschritte der Photographie während des verflossenen Jahres, mit Auswahl allerdings; aber es bringt allgemein Interessantes unter Zurückdrängung rein theoretischer Fragen; dafür enthält es die Fortschritte der wissenschaftlichen Anwendungen der Photographie, insbesondere einen guten Artikel über Stereographie kleiner Objekte mit zugehörigen Bildern.

E. Englisch.

(Eingegangen 12. Juni 1902.)

E. Giltay, Das Sehen, besonders mit Rücksicht auf den Gebrauch optischer Instrumente. kl. 8⁰. VIII u. 77 S. Leiden, E. J. Brill. o. J.

Eine sehr gedrängte Darstellung der physiologischen Optik nebst Grundbegriffen der einfachen vergrössernden Instrumente, welche uns etwas gar zu anspruchslos dünkt, nicht ganz fehlerfrei und, aus dem Holländischen übersetzt, in nicht immer ganz einwandfreiem Deutsch gehalten ist.

Boruttau.

(Eingegangen 4. Juli 1902.)

J. Bernstein, Die Kräfte der Bewegung in der lebenden Substanz. 28 S. 8⁰. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1902. Preis M. 0,80.

Der vorliegende Aufsatz, welcher auch in Sklareks „Naturwissenschaftl. Rundschau" abgedruckt ist, bildet zugleich einen für weitere Kreise bestimmten Auszug aus einer in Pflügers Archiv für die gesamte Physiologie erschienenen längeren Abhandlung des Verfassers über „die Energie des Muskels als Oberflächenenergie".

Verfasser erwähnt zunächst die bisherigen Bestrebungen, die Bewegungen der lebenden Substanz in ihren einfachen Formen (Amöbenbewegung u. a.) auf die Gesetze der Oberflächenspannung zurückzuführen (Quincke, Bütschli, Rhumbler u. a.) und giebt dann einen fasslichen elementaren Abriss von dem Wesen der Oberflächenenergie. Er beschäftigt sich dann mit dem Muskel, als dem für die mechanische Energieproduktion höchst differenzierten organischen Gebilde; unter der Annahme einer festweichen Konsistenz der Fibrillen findet er, wenn man sich durch den Einfluss der „Reizung" eine chemische Veränderung in den Fibrillen oder der sie umgebenden Flüssigkeit (Sarkoplasma) oder in beiden eintretend denkt, durch welche die Oberflächenspannung zwischen beiden sich erhöht, dass dann das Gleichgewicht zwischen dieser und den herrschenden Kräften der Elastizität und Schwere gestört werden und die Fibrillen sich verkürzen müssen. Er berechnet unter Zugrundelegung bekannter oder plausibler Konstanten auf diese Weise eine Verkürzungsgrösse und -Kraft, welche der experimentell gefundenen entspricht. Die Einteilung in die grosse Anzahl der Fibrillen entspricht dem allgemeinen Prinzip der Oberflächenvergrösserung.

Der Muskel erscheint auf diese Weise, wie es Fick postuliert hat, als chemodynamische Maschine, wie Lippmanns Kapillarelektrometer, und nicht als thermodynamische Maschine.

Zahlreiche scharfsinnige Bemerkungen, betreffend die Bedeutung der Querstreifung, Engelmanns Quellungstheorie u. a. m., welche dem um die physiologische Physik verdienten Autor Ehre machen, empfehlen die Lektüre der Schrift.

Boruttau.

(Eingegangen 4. Juli 1902.)



H. Triepel, Einführung in die physikalische Anatomie. X u. 232 S. gr. 8^0, mit 23 Textfiguren und 3 lithographierten Tafeln. Wiesbaden, J. F. Bergmann. 1902. Preis 6 Mk.

Das vorliegende Werk behandelt nicht alle Gebiete der Physik, welche mit der Anatomie in Beziehung gebracht werden können, sondern speziell die mechanischen Eigenschaften, insbesondere die Elastizität und Festigkeit der Gewebe und Organe. Der erste Teil „allgemeine Elastizitäts- und Festigkeitslehre in elementarer Darstellung" behandelt die Grundbegriffe der Elastizitäts- und Festigkeitslehre, sowie dann in speziellen Abschnitten, Zug, Druck, Schub, Biegung, Knickung und Torsion in einer geradezu mustergültigen Weise, die in thatsächlicher, mathematischer, wie auch historisch-kritischer Beziehung, zumal als Einleitung in ein medizinisch-wissenschaftliches Werk über alles Lob erhaben genannt werden darf. Nicht minder gilt dies von dem zweiten Teil, „die Elastizität und Festigkeit der menschlichen Gewebe und Organe", in welchem nach den Einteilungsprinzipien des ersten Teiles nunmehr die mechanischen Eigenschaften der einzelnen „funktionellen Strukturen" vorgeführt werden: 1. Gelbes Bindegewebe; 2. Quergestreifte Muskulatur, *a*) im unthätigen, *b*) im thätigen Zustande; 3. Glatte Muskulatur; 4. Sehnengewebe; 5. Knorpelgewebe; 6. Knochengewebe im allgemeinen; 7. Zusammenfassung des bisher Besprochenen und Ausblicke; z. B. Zusammenhang von Dichte und Wassergehalt mit den mechanischen Eigenschaften; Beanspruchung der Eigenschaften im lebenden Organismus und Bedeutung bei der Gewebsbildung (Rouxsches Prinzip der Partialauslese); 8. Ganze Knochen verschiedener Art und Stellung; 9. Arterien; 10. Venen; 11. Nerven. Die älteren Arbeiten sind kritisch verwendet und mit den zahlreichen eigenen Ergebnissen, welche Verfasser durch Versuche und Messungen im anatomischen und im pathologischen Institut, sowie in der chirurgischen Klinik in Greifswald durch lange Jahre erhalten und hier grösstenteils zum erstenmal publiziert hat, zu einem einheitlichen Ganzen verwoben, welches in gleicher Weise die Bewunderung des Physikers wie des Biologen verdient; und Referent kann das Gefühl nicht unterdrücken, wie ganz anders es einst um die Biologie bestellt sein wird, wenn auch nur die wichtigsten molekular-physischen Eigenschaften der „funktionellen Strukturen" eine ähnliche exakte Erforschung gestatten und erfahren haben werden, wie hier die „grobmechanischen"; — wohl auf Menschenalter hin noch ein frommer Wunsch! Vorläufig wäre nur zu wünschen, dass das vorliegende vortreffliche, dabei auch äusserlich glänzend ausgestattete Werk in gleicher Weise die Aufmerksamkeit der Physiker wie auch der Biologen und Fachanatomen auf sich lenken möge, welche letztere zum grossen Teil ja leider derartigen exakten Darstellungen nicht genügendes Interesse schenken, trotz der im vorliegenden Falle gleichzeitigen eminenten praktischen (chirurgischen etc.) Wichtigkeit. Boruttau.

(Eingegangen 4. Juli 1902.)

M. G. Quesneville, „Théorie nouvelle de la loupe et de ses grossissements". (Neue Theorie der Lupe und ihrer Vergrösserungen.) 36 S. Paris, A. Hermann. 1902.

Der Verfasser erwirbt sich das Verdienst, auf die ungenügende bezw. unrichtige Theorie der Lupe in den Lehrbüchern (gemeint sind die französischen; es trifft auch auf die Mehrzahl der deutschen zu) hinzuweisen. Ich stimme ihm zu, dass man auch ohne „virtuelle Bilder" auskommt; denn da das Objekt stets ausserhalb des Brennpunktes von dem Gesamtsystem „Lupe + Auge" sich befindet, so erzeugt es auf der Netzhaut ein reelles Bild. In der vollständigen Verwerfung der virtuellen Bilder bei Sammellinsen — für Streuungslinsen erkennt er sie an — kann ich ihm nicht folgen; was dem einen recht ist, ist dem anderen billig. Gleichfalls kann ich ihm des weiteren nicht mehr folgen, wenn er das Auge und das Gesamtsystem „Lupe + Auge" je durch eine einzige Hauptebene charakterisiert; dann will mir die Überzeugung von dessen Richtigkeit schwer fallen. Ich sah mich mithin gezwungen, selbst nach der strengen Theorie zu suchen. Nachdem ich mit Rücksicht auf die Haupt- und Knotenebenen des Auges mühsam die richtige Formel entwickelt hatte, fand ich zu meiner Überraschung, dass dieselbe unmittelbar durch eine einzige Proportion an ähnlichen Dreiecken gegeben ist. Wenn $s =$ Sehweite, $a =$ Abstand vom hinteren Brennpunkt der Lupe zum an und für sich im Auge beliebigen Ursprung der Sehweite, $f =$ Brennweite ist, dann ist $\mathfrak{V} = (s - a) : f$. Zur Zeit teile ich Figur, Ableitung und Anwendung auf Mikroskop und Fernrohr in der Zeitschr. f. wiss. Mikroskopie mit. Bei näherem Nachforschen fand sich, dass Czapski an gewisser Stelle durch etwas umständliche Ableitung die richtige Formel erhält, sie jedoch auch durch eine um nichts einfachere angenäherte ersetzt und bei der Behandlung der Lupe statt der strengen die angenäherte giebt. Gleichen („Lehrbuch der geometrischen Optik") findet etwas weniger umständlich die strenge Formel und behält sie bei.

Diese Formel giebt zwar eine physikalisch strenge Definition, setzt aber voraus, dass Bild und Sache auf dieselbe Sehweite bezogen werden. Für schwache Lupen trifft dies auch nach

Quesneville zu. Für starke wird die Akkommodation aus physiologischen und psychischen Gründen stark schwanken, mithin auch der Wert von $\mathfrak{V}$. Der psychische Eindruck beruht im Gegenteil auf der Vergleichung des durch Lupe und Auge entworfenen, wenig veränderlichen Netzhautbildes mit dem Gedächtnisbild der Sache und ist ziemlich konstant. Quesneville unterscheidet deshalb zwischen grossissement apparent und réel, und wendet seine Theorie des weiteren auf das Fernrohr an; hierdurch verliert er die Einheitlichkeit der Definition. Wenn man in der Formel $\mathfrak{V}=(s-a):f$ für s den Wert wählt, welcher der Betrachtung der „Sache mit blossem Auge" — mithin dem Gedächtnisbild — für gewöhnlich zu Grunde liegt, dann wahrt man die Einheitlichkeit der Definition und weicht von dem momentan statthabenden psychischen Eindruck kaum merklich ab. Ich kann mich deshalb desto weniger entschliessen, hierin Quesneville zu folgen, als die deutliche Sehweite denn doch nichts weniger als eine physikalisch scharf bestimmte und konstante Grösse ist.

Karl Strehl.

(Eingegangen 17. Juli 1902.)

E. Lecher, Über die Entdeckung der elektrischen Wellen durch H. Hertz und die weitere Entwicklung dieses Gebietes. (Vortrag auf der Hamburger Naturforscherversammlung. gr. 8. 32 S. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1901. M. 1,20.

Als Huldigung an die Vaterstadt H. Hertz' führt uns Lecher, selbst ja rege mitbeteiligt, durch das Terrain, das Hertz als erster Pionier erschlossen hat und das seine Nachfolger urbar gemacht haben. Die schöne und grosszügige Übersicht wäre noch wertvoller, hätte Lecher die Litteraturnachweise in dem Abdruck beigefügt.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 23. August 1902.)

Tagesereignisse.

Im Verein Deutscher Maschinen-Ingenieure teilte der Vorsitzende, Oberbaurat Wichert, mit, dass dem Verein ein alljährlicher Staatspreis von 1700 Mark für die beste Lösung der in jedem Jahre auszuschreibenden Beuth-Aufgabe verliehen ist.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden: Der Chefingenieur der Union, Elektrizitätsgesellschaft in Berlin, Friedrich Niethammer zum ordentlichen Professor der Elektrotechnik an der Deutschen Technischen Hochschule in Brünn, der Privatdozent Dr. Willstätter-München zum a. o. Professor der Chemie, der Privatdozent an der böhmischen Universität in Prag Dr. V. Novak zum a. o. Professor der allgemeinen und technischen Physik an der böhmischen Technischen Hochschule in Brünn, der wissenschaftliche Hilfsarbeiter bei dem Geodätischen Institut bei Potsdam Bernhard Wanach zum ständigen Mitarbeiter.

Berufen wurden: Der Professor der Physik Drude-Giessen an die Universität Leipzig als Nachfolger Boltzmanns, der a. o. Professor der Mathematik Hensel-Berlin an Stelle des Professors Schottky an die Universität Marburg, der Privatdozent für Geometrie und Mechanik an der Universität Königsberg, Professor an der dortigen kgl. Baugewerkschule, Dr. phil. Emil Müller zum o. Professor der darstellenden Geometrie als Nachfolger Peschkas an die Wiener Technische Hochschule, der Assistent am elektrotechnischen Laboratorium der Technischen Hochschule in München Tobias Glatz-Woringen (Schwaben) zum Hauptlehrer für die Elektrotechnischen Fächer an das Technikum in Aschaffenburg.

Der Privatdozent für physikalische Chemie, Dr. Victor Rothmund in Leipzig ist als Nachfolger von Prof. Jaumann an die deutsche Universität Prag berufen worden und hat den Ruf angenommen.

Der Präsident der Physikalisch-technischen Reichsanstalt in Charlottenburg, Professor Dr. Kohlrausch, ist zum auswärtigen Mitglied der schwedischen Akademie der Wissenschaften ernannt worden.

Geheimer Regierungsrat Professor Dr. Wilhelm Förster wird am 1. Oktober 1903 die Leitung der Sternwarte niederlegen. Das Ordinariat für Astronomie an der Berliner Universität wird er aber beibehalten und auch Vorsitzender der z. Z. wieder in Paris tagenden internationalen Kommission für Mass und Gewicht bleiben. Er ist jetzt 37 Jahre Direktor der Berliner Sternwarte.

In Greifswald starb der o. Professor der Chemie Dr. Hugo Schwanert im Alter von 74 Jahren, in St. Petersburg am 29. September der em. Professor der Mathematik Dr. Nikolaus Budajew, 69 Jahre alt, in Stockholm am 14. Oktober der Meteorolog Professor Robert Rubenson, 75 Jahre alt

Berichtigungen.

Im Artikel des Herrn V. Blaess „Über Ausströmungsversuche mit gesättigtem Wasserdampf" in der 2. Nummer dieses Jahrganges ist folgendes richtig zu stellen:

S. 82. Spalte II, Zeile 8 v. u. statt „Düse a": „Düse A".

S. 83. Spalte I, Zeile 17 v. u. statt „sekundäre": „sekundliche".

S. 83. Spalte II, Zeile 3 v. u. muss stehen: „Diese von A. Fliegner in der Schweiz. Bauzeitung widersprochene Anschauung steht auch im Gegensatz etc."

S. 84. Spalte I, Formel 2):

$$w = \sqrt{\frac{2gk}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}$$

S. 84. Spalte I in der Mitte:

$$p = p_1 \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

S. 84. Spalte II, Zeile 10:

$$w \frac{d^2w}{dp^2} + \left(\frac{dw}{dp}\right)^2 - \frac{gc}{kp^{\frac{k+1}{k}}} = 0.$$

Bezüglich des Maassstabes der Figuren 1 u. 2 ist zu bemerken, dass

1 Ordinatenmillimeter = 29,1 kg/qm sek.

Im Karlsbader Vortrage des Herrn E. Lecher, Heft 1b, Seite 32, Spalte II soll es in der 13. Zeile statt „Lodge" Tesla heissen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. | 15. November 1902. | 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 5 am 19. November 1902.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Tropfenbildung bei Rauch.

Von A. Thiel und F. Abegg.

Bei einem Versuche, die Grenze zwischen Kohlendioxyd und Luft durch aufgeschichteten Tabakrauch erkennbar zu machen, beobachtete der Eine von uns vor einiger Zeit die Auflösung des Rauches in zahlreiche kugelartige Gebilde. Um diese Erscheinung näher zu studieren, machten wir eine Anzahl weiterer Versuche unter wechselnden Bedingungen, deren Resultate im folgenden kurz wiedergegeben werden sollen.

Der Raum, in welchem die Erscheinungen hervorgerufen wurden, war ein ziemlich geräumiger Glaskasten (*A*, Fig. 1), dessen Decke eine kreisrunde Öffnung hatte; letztere liess sich durch einen Schieber verkleinern oder ganz schliessen. Über dieser Einlassöffnung wurde der Rauchentwicklungsapparat aufgestellt. Er bestand aus einem Glascylinder (*B*) mit eingepasstem, luftdicht schliessendem Stempel. Die untere Öffnung des Cylinders konnte durch einen zweiten Schieber annähernd luftdicht geschlossen werden. Der Stempel war mit zwei Durchbohrungen versehen, durch welche Glasröhren geführt waren; durch diese wurde der unter dem Stempel befindliche Raum mit zwei Waschflaschen (*C* und *C'*) in Verbindung gesetzt, von denen die eine konzentrierte Salzsäure, die andere konzentriertes Ammoniak enthielt; die Gaseinleitungsröhren der Waschflaschen tauchten gerade unter die Oberfläche der Flüssigkeit. Der die Waschflaschen passierende Gasstrom wurde unter Berücksichtigung der betreffenden Dampfdrucke so reguliert, dass etwa äquivalente Mengen von Chlorwasserstoff und Ammoniak verdampften.

Wird nun bei geschlossenem Cylinder der Stempel gehoben, so wird Gas durch die Waschflaschen angesaugt, und der Cylinder füllt sich mit einem dichten Rauch von Chlorammonium. Durch Öffnen des Cylinderschiebers und Niederdrücken des Stempels wird das mit Chlorammonium noch nicht genügend erfüllte Gas beseitigt, und durch mehrmaliges Ansaugen und Ausstossen der Cylinder mit Rauch von maximaler Dichte gefüllt.

Die Dichte des Rauches lässt sich in einfachster Weise durch geeignete Wahl der Konzentrationen von Salzsäure und Ammoniak variieren, ferner lassen sich auf diese Weise

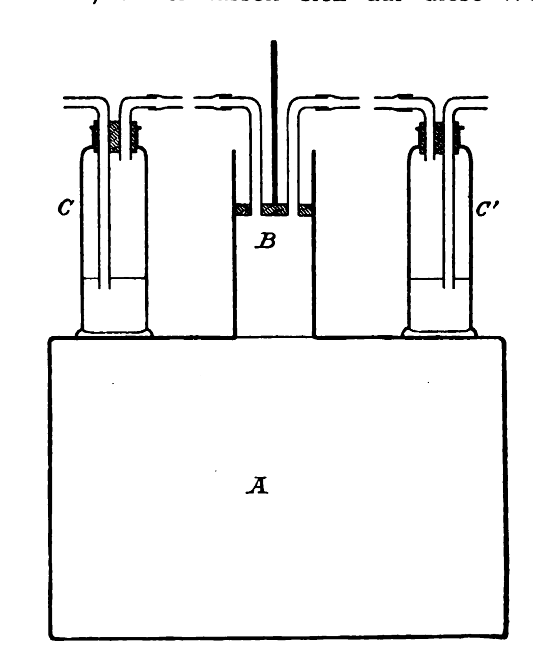


Fig. 1.

Gase verschiedener Dichte mit Rauch sättigen und in den Glaskasten einführen.

1. Luftrauch und Kohlendioxyd.

Der Glaskasten wurde bis einige Centimeter vom Deckel mit Kohlendioxyd gefüllt, und der durch Ansaugen der atmosphärischen Luft mit Rauch gefüllte Cylinder durch mässig rasches Niederdrücken des Stempels in den Kasten entleert. Der Rauch fiel durch den flachen Luftraum auf die Oberfläche des Kohlendioxyds und lagerte sich dort für kurze Zeit als dichte Wolke. Bald aber senkten sich aus dieser dicke, kugelförmige Gebilde in das Kohlendioxyd hinab und in kurzer Zeit war fast die ganze Masse des Rauches in Kugeln aufgelöst, welche sich langsam nach unten bewegten: der Rauch tropfte durch das Kohlendioxyd hinab. Jeder der Tropfen teilte sich weiterhin in zwei, jeder der neuentstandenen wiederum in zwei neue und so schritt die Teilung immer weiter fort, bis der Boden des Gefässes erreicht war. Ein dünner Rauchfaden bezeichnete den Weg, den jeder einzelne Tropfen genommen hatte, und schliesslich war das ganze Gefäss mit einer sehr grossen Zahl paralleler Rauchfäden erfüllt, welche wie äusserst feines Haar von der Decke zu Boden hingen.

Merkwürdig ist ferner, dass die Teilung anscheinend stets in bestimmter Richtung erfolgte, und zwar die zweite Teilung in einer Ebene senkrecht zu der der ersten, die dritte wieder parallel der ersten und so fort. Fig. 2 u. 3 geben



Fig. 2.

diese Erscheinungen im Bilde wieder. Fig. 2 zeigt frisch begonnene, Fig. 3 beginnende neben fortgeschrittener Teilung (zwei Versuche kurz nacheinander).

Einen wesentlichen Einfluss auf den Verlauf des Phänomens hat das Verhältnis der Dichten der zur Verwendung kommenden Gase, wie die folgenden Versuche zeigen.

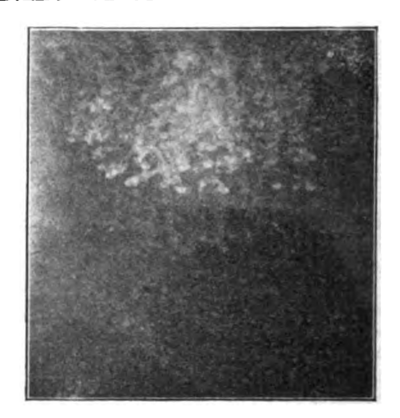


Fig. 3.

2. Wasserstoffrauch in Luft oder Kohlendioxyd.

Die Tropfenbildung und Teilung erfolgte weit rascher, als mit Chlorammonium beladener Wasserstoff in den mit Luft oder mit Kohlendioxyd gefüllten Kasten gebracht wurde. Die Tropfen waren von Anfang an viel kleiner, als bei den vorhergehenden Versuchen, fielen weit rascher und teilten sich sehr schnell, so dass das ganze Phänomen in viel kürzerer Zeit verlief (Fig. 4).



Fig. 4.

Es wurden nun auch weiterhin Versuche in umgekehrter Anordnung angestellt.

3. Luftrauch in Wasserstoff.

Der Glaskasten wurde mit Wasserstoff gefüllt, und der mit Luftrauch gefüllte Cylinder durch Öffnen des Schiebers in Verbindung mit dem Kasten gebracht. Der Rauch stürzte sofort zu Boden und lagerte sich dort, ohne dass besonders bemerkenswerte Erscheinungen beobachtet wurden.

Als jedoch der Schieber bis auf eine kleine Öffnung geschlossen gelassen wurde, fiel aus letzterer ein Rauchstrahl als nach unten sich kaum merklich verdickende Säule zu Boden und breitete sich dort aus; nach kurzer Zeit zog

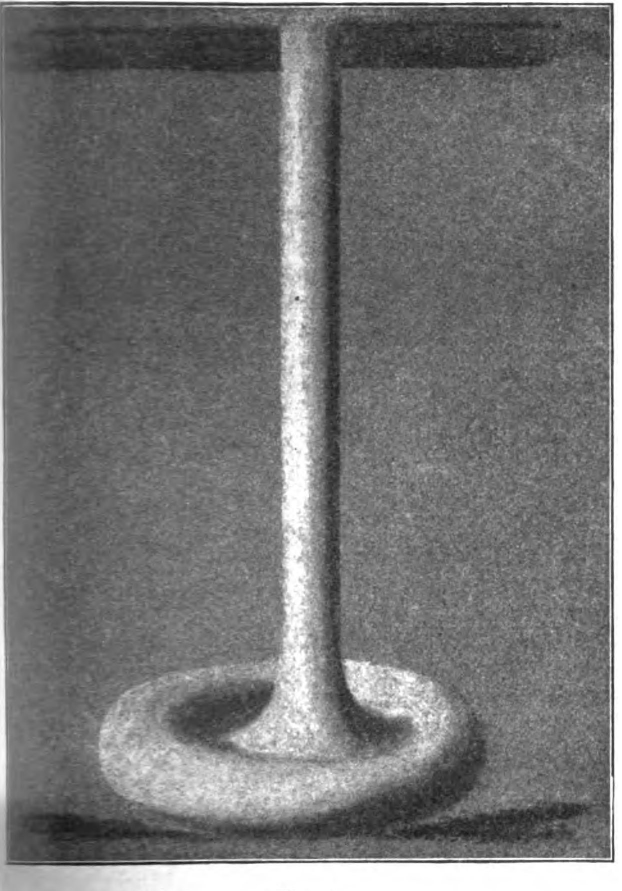


Fig. 5.

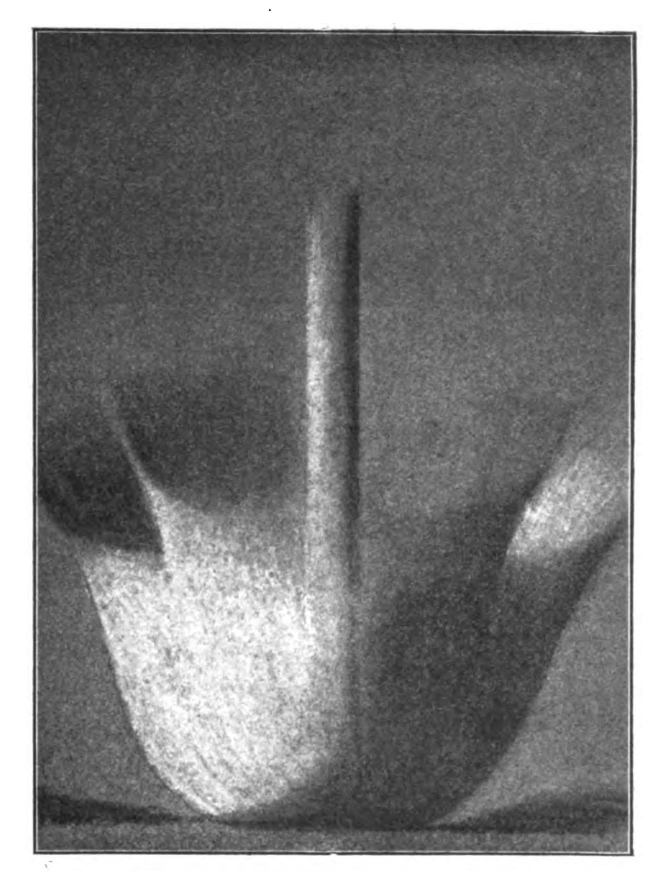


Fig. 6.

der Rauch um die Aufschlagstelle dichter ...mmen und bildete eine scharf begrenzte ...st (Fig. 5), die sich allmählich verdickte und ... nach oben ausstülpte, so dass ein glocken...es Gebilde entstand (Fig. 6), an dem sich ...äusserer und ein innerer Mantel erkennen liess. ...ig. 2—4 sind nach Photographien, Fig. 5 u. 6 nach Handzeichnungen angefertigt.)

Da die beobachteten Vorgänge auf eine besondere Diffusion zwischen Rauch und umgebendem Gase schliessen liessen, wurde auch noch ein Diffusionsversuch gemacht.

4. Diffusion zwischen Luftrauch und Wasserstoff.

Auf einen mit Luftrauch gefüllten Cylinder wurde gasdicht ein mit Wasserstoff gefüllter Cylinder, Mündung auf Mündung, aufgesetzt. Die Grenze des Rauches wanderte nach oben und konnte bis etwa in 9 cm Höhe als ziemlich scharfe Linie beobachtet werden. Von da ab wurde sie unscharf, und schliesslich stieg nur noch ein feiner Chlorammoniumnebel, der Interferenzerscheinungen hervorrief, weiter in den Wasserstoff empor, während die Hauptmasse des Chlorammoniums nicht weiter stieg, sondern sich langsam an den Wänden und am Boden niederschlug.

Gebilde, welche den in Fig. 5 u. 6 dargestellten ziemlich ähnlich sind, wurden übrigens bei Flüssigkeitswirbeln von Paul Czermak (Wied. Ann. **50**, 329 (1893)) und von K. Mack (Wied. Ann. **68**, 183 (1899)), bei Gaswirbeln von F. Vettin (Pogg. Ann. **102**, 246, (1857)) und Czermak (l. c.) beobachtet.

Die von uns beobachteten Phänomene werden wohl vor allem durch Diffusionsvorgänge veranlasst. Das Chlorammonium bewegt sich bei der Diffusion mit dem Gase, an dem es die stärkere Reibung erleidet; in den von uns beobachteten Fällen sind das die schwereren Gase. Wird in eines der letzteren mit Chlorammonium beladenes leichteres Gas gebracht, dessen Volumeinheit natürlich in beladenem Zustande immer noch weniger wiegen muss, als die des schwereren (z. B. Luftrauch-Kohlendioxyd), so diffundiert das leichtere Gas aus dem Rauche rascher heraus, als das schwerere eindringt, und der Rauch schrumpft. Umgekehrt diffundiert in schwereren Rauch das umgebende leichtere Gas mit grösserer Geschwindigkeit hinein, und der Rauch schwillt an.

Eine Erklärung für die Tropfenbildung scheint

ziemlich nahe zu liegen; weniger leicht dürfte die Teilung der Tropfen zu erklären sein, doch liegt die Annahme nahe, dass hier durch Unregelmässigkeiten der Oberfläche eingeleitete Verschiedenheiten in der Diffusionsgeschwindigkeit eine wesentliche Rolle spielen.

Möglicherweise geben auch weitere Untersuchungen Stützpunkte für die Annahme, dass hier Oberflächenspannung mitwirkt, was bisher bei Gasen noch nicht beobachtet wurde.

Eine eingehende Bearbeitung dieser Erscheinungen, die wir den Physikern überlassen möchten, könnte vielleicht interessante und wertvolle Resultate ergeben.

Clausthal, Chemisches Institut der Bergakademie, Oktober 1902.

(Eingegangen 17. Oktober 1902.)

Bemerkung zu der Mitteilung des Herrn Leo Grunmach, Neue experimentelle Bestimmungen der Oberflächenspannung etc.[1])

Von Agnes Pockels.

Herr Grunmach weist am Schlusse seines auf der Naturforscherversammlung in Karlsbad gehaltenen Vortrages auf eine Fehlerquelle hin, die möglicherweise durch das Eintauchen der an der Stimmgabel befestigten Spitzen in die Flüssigkeitsoberfläche entstehen könnte, und stellt neue Versuche zur Vermeidung derselben in Aussicht.

Ich möchte nun darauf aufmerksam machen, dass diese Fehlerquelle von vornherein auf die einfachste Weise ausgeschlossen wird, wenn man die Platinspitzen vor dem Eintauchen einen Augenblick auf Rotglut erhitzt, wie dies auch sonst beobachtet zu werden pflegt, wenn ein Draht mit einer Wasseroberfläche in Berührung gebracht werden soll, ohne deren Oberflächenspannung zu beeinflussen.

Übrigens dürfte auch ohne diese Vorsichtsmassregel das Eintauchen der Spitzen, deren Oberfläche ja im Vergleich mit der Flüssigkeitsoberfläche im Gefässe verschwindend klein ist, ohne Einfluss auf die Spannung sein. Eine Erhöhung der Oberflächenspannung durch Eintauchen eines trocknen Körpers ist hier ohnehin nicht möglich, da dieselbe bei dem Trichterverfahren stets normal, d. h. im Maximum ist. Die Nansenschen Beobachtungen über die Wirkungen des Eintauchens und Herausziehens fester Körper beziehen sich auf anomale, d. h. verunreinigte Oberflächen. Andererseits könnte eine Verminderung der Oberflächenspannung einer frischen Flüssigkeitsoberfläche durch die Berührung mit einer feinen Spitze nur dann bewirkt werden, wenn diese Spitze durch organische Substanzen verunreinigt wäre, und zwar müsste diese Verunreinigung schon recht erheblich sein, um auf einer sich beständig erneuernden Oberfläche in Betracht zu kommen.

1) Diese Zeitschr. 4, 26, 1902.

Dass die früher von Quincke als „elastische Nachwirkung", von mir selbst als „Anomalie der Oberfläche" bezeichnete Erscheinung bei wässrigen Flüssigkeiten nicht auf einer Einwirkung der Luft beruht, ging schon aus meinen ersten Untersuchungen über den Gegenstand klar hervor, und auch F. Nansen kommt zu dem Resultate, dass die Oberflächenspannung reinen Wassers beim Stehen in einem vollkommen reinen Gefässe, welches vor Staub geschützt wird, an der Luft unverändert bleibt. Für Flüssigkeiten, welche Dämpfe absorbieren oder durch die Luft chemisch angegriffen werden, gilt dies natürlich nicht immer; bei Wasser und wässrigen Lösungen von Salzen und Zucker aber sind die Abweichungen der Oberflächenspannung vom normalen Werte stets auf die Gegenwart von Fetten, Fettsäuren, Harz, Eiweiss oder anderen organischen Substanzen auf der Oberfläche zurückzuführen. Aus welchen Quellen diese Verunreinigungen stammen können, habe ich kürzlich[1]) ausführlicher dargelegt.

1) A. Pockels, Ann. d. Phys. 8, 854, 1902.

(Eingegangen 3. November 1902.)

Erwiderung auf Bedenken, welche gegen die Anwendung der anomalen Dispersion zur Erklärung der Chromosphäre geäussert worden sind.

Von W. H. Julius.

Gegen die Theorie, nach welcher die ausserhalb des Sonnenrandes und in den Flecken beobachteten vielfarbigen Phänomene sich in einheitlicher Weise als Folgen anomaler Farbenzerstreuung des aus dem Sonneninnern stammenden „weissen" Lichtes beschreiben lassen[1]), wurden bisher nur sehr wenige Einwendungen erhoben. Vielleicht rührt das daher, dass die Schwierigkeiten, auf welche auch dieses Erklärungssystem, wie jede Theorie, gewiss einmal stossen wird, jetzt von anderen noch ebensowenig als von mir selbst empfunden werden.

Soviel ich weiss haben nur die Herren J. Wilsing, J. Fényi S. J. und A. Schmidt Bedenken geäussert, die aber, wie es scheint, einer konsequenten Durchführung der Theorie gegenüber verschwinden müssen.

Die Einwendungen des Herrn Wilsing[2])

1) Diese Zeitschrift 2, 348—353, 357—360, 1901; 3, 154—158; 4, 85—90, 1902.

2) J. Wilsing, Über die Bedeutung der anomalen Dispersion des Lichtes für die Theorie der Sonnenchromosphäre und der Protuberanzen. A. N. Nr. 3735, Bd. 156.

lassen sich der Hauptsache nach folgendermassen zusammenfassen:

1. Es ist ihm nicht gelungen, für Calciumdampf und für Wasserstoff eine merkliche anomale Dispersion nachzuweisen, obgleich doch die Linien dieser Gase und des Heliums viel kräftiger als die des Natriums im Chromosphärenspektrum vertreten sind.

2. Die neue Theorie giebt zwar eine zwanglose Erklärung für die Verschiebungen und Verzerrungen der Spektrallinien, welche im Spektrum der Protuberanzen auftreten, ohne dass es nötig ist, nach dem Dopplerschen Prinzip auf das Vorhandensein sehr bedeutender Geschwindigkeiten in der Richtung des Visionsradius zu schliessen; dieser Vorzug falle aber wenig ins Gewicht, weil man durch die direkte Beobachtung des Aufsteigens der Protuberanzen auf Geschwindigkeiten gleicher Grössenordnung geführt wird wie durch die Linienverschiebungen.

3. Wenn das Chromosphärenlicht anomal zerstreutes Photosphärenlicht wäre, so müssten bei normaler Schichtung der Gasmassen in der Chromosphäre, d. h. wenn die Dichtigkeit mit zunehmender Entfernung vom Mittelpunkte abnimmt, merkliche einseitige Verschiebungen der hellen Chromosphärenlinien in unmittelbarer Nähe des Randes auftreten, und in grösseren Höhen müsse, streng genommen, eine feine Doppellinie erscheinen, deren Mitte nicht merklich gegen die normale Linie verschoben sei. Nun haben aber die Herren Hale, Mohler und Jewell sehr genaue Bestimmungen der Wellenlänge der gelben Doppellinie des Heliums und der Linie D_3 sowohl in der Chromosphäre als in der Nähe von Flecken ausgeführt, und eine vollkommene Übereinstimmung gefunden, während nach der Dispersionstheorie merkliche Unterschiede auftreten müssten.

Herr Wilsing meint, dass nach seinen Darlegungen keine Veranlassung vorliegt, die älteren Anschauungen über die Natur der Chromosphäre und der Protuberanzen zu Gunsten der neuen Theorie zu verlassen.

Was nun die erste Einwendung betrifft, so scheint mir das negative Resultat der Versuche des Herrn Wilsing der Beweiskraft zu entbehren, weil man sich natürlich nicht auf die Voraussetzung stützen darf, dass die experimentellen Verhältnisse den Verhältnissen, welche auf der Sonne herrschen, annähernd gleich seien. Und wenn es gelingen sollte, bei mehreren Gasen die anomale Dispersion mittels Laboratoriumsversuche nachzuweisen, so wäre dies aus demselben Grunde auch nur eine ungenügende Stütze für meine Erklärung der Sonnenphänomene. Die neue Theorie muss ihre Berechtigung hauptsächlich darin finden, dass sie besser als die bisherigen Anschauungen eine einheitliche Übersicht über möglichst viele Sonnenphänomene zu geben imstande ist. Sie kann nur bestritten werden durch die Behauptung, dass ein anderes Erklärungssystem mehr leiste, oder dass sie mit feststehenden Beobachtungen in unlöslichem Widerspruch stehe.

Die zweite Einwendung wird genügend widerlegt sein durch den Nachweis, dass man ganz ohne jegliche erzwungene Nebenannahmen das „Aufsteigen" der Protuberanzen als optische Täuschung auffassen kann. Ich habe nämlich gezeigt[1]), wie die Kombination der Grundanschauungen von A. Schmidt, R. Emden und mir selbst es gestattet, aus der einen Hypothese, dass die Sonne ein gasiger Körper ist, für welchen die Dispersionsgesetze Gültigkeit haben, als notwendige Folge eine neue Anschauung über die Natur der Protuberanzen herzuleiten. Dieselben sind danach als die (durch anomale Lichtzerstreuung) sichtbaren Teile der Wirbel oder der „Schaumwellen" im gasigen Sonnenmeere zu betrachten. Wenn also eine Protuberanz aufzusteigen scheint, bedeutet dies nur, dass die Brandung sich an verschiedenen Stellen nacheinander zeigt. Die unteren (dem Rande näheren) Partien werden nach Ausgleichung der in den Wirbeln bestehenden Dichtigkeitsunterschiede wiederum unsichtbar; höhere Partien, wo die Wirbelung im allgemeinen später eintritt, leuchten auf; und weil es also nicht die nämliche Materie ist, welche man in den aufeinanderfolgenden Phasen einer Protuberanz erblickt, sondern weil immer andere Teile der Gasmasse durch anomale Dispersion sichtbar werden, giebt es gar kein „Aufsteigen" mit riesenhafter Geschwindigkeit.

Jetzt kommen wir zum dritten Einwand, welchen ich für den wichtigsten halte, weil darin behauptet wird, dass zwischen den Folgerungen der Theorie und den Beobachtungsergebnissen ein direkter Widerspruch bestehe.

Als Herr Wilsing diese Kritik schrieb (Juni 1901), lag in einer Kiste zu Padang die Erwiderung bereits fertig vor; allerdings in noch unentzifferter Geheimschrift, denn erst im August 1901 sah ich, bei genauer Betrachtung der von Professor Nijland auf Sumatra mit der Prismenkamera erhaltenen Spektrogramme, dass die Chromosphärenlinien in der That alle den Charakter feiner Doppelbänder zeigten.[2]) In der Eklipslitteratur findet man fast allgemein die Chromosphärenlinien als unscharfe Objekte angedeutet, was meistens auf Fehler in der Justierung zurückgeführt wurde. Selbstverständlich hat man immer auf die Mitte dieser Objekte eingestellt, also für die Wellenlängen

1) Diese Zeitschrift **4**, 85—90, 1902.
2) Diese Zeitschrift **3**, 154, 1902.

Werte gefunden, welche sich im Durchschnitt denen der entsprechenden Fraunhoferschen oder Emissionslinien eng anschlossen. Stellenweise muss nach der Theorie die eine oder die andere Komponente des Doppelbandes sich hervorheben und dadurch die vielfach beobachteten Verschiebungen und Verzerrungen der Chromosphärenlinien veranlassen; aber eine starke einseitige Verschiebung nahe am Sonnenrande, wie dieselbe von Herrn Wilsing wegen der „normalen" Schichtung der Gasmassen für eine notwendige Folge der Theorie gehalten wird, braucht man keineswegs zu erwarten. Ich werde das im Zusammenhange mit den von Herrn Schmidt erhobenen Bedenken sogleich näher ausführen.

Ein Widerspruch zwischen der Theorie und den Ergebnissen der Beobachtung liegt hier also nicht vor.

Herr Fényi, in seiner schönen Arbeit über Protuberanzen[1]), macht Einwendungen, welche den oben sub 1. und 2. aufgeführten ähnlich sind. Auf Seite 114 sagt er, mein Versuch, die Linienverschiebungen durch Strahlenbrechung zu erklären, sei beachtenswert; es sei aber sehr fraglich, ob die anomale Dispersion, die allerdings an den Natriumlinien im Laboratorium in auffallender Weise auftritt, auch an den Wasserstofflinien auftreten könne; ob ferner die Bedingungen, unter welchen sie im Laboratorium beobachtet wird, auch auf der Sonne in dem Masse gegeben sein können, dass die beobachteten Linienverschiebungen in dem Chromosphärenspektrum daraus zu erklären seien.

Mit gleicher Berechtigung darf ich aber fragen, ob nicht gerade auf der Sonne die Bedingungen für das Auftreten merklicher anomaler Dispersion weit günstiger als in unserem Laboratorium sein könnten.

Versuche haben für die Astrophysik nur eine sehr beschränkte Beweiskraft. Bei der Anwendung physikalischer Kenntnisse auf astrophysikalische Probleme handelt es sich immer um eine Verallgemeinerung, deren jeweilige Zweckmässigkeit man nur mittels Beobachtungen an den betreffenden Himmelskörpern beurteilen kann.

Auf S. 115 l. c. schreibt Herr Fényi, dass die Erklärung der Linienverschiebungen nach dem Dopplerschen Prinzip nicht abgeschafft werden kann, da die Beobachtung selbst Beweise liefert, dass ganz bedeutende, durch Bewegung im Visionsradius verursachte Verschiebungen auftreten müssen. Er stützt sich dabei wohl auf das rasche Aufsteigen der Protuberanzen. Nach unserer Theorie ist aber dieses Aufsteigen nur Schein, und die Anwendung des Dopplerschen Prinzips bleibt also nur auf die jedenfalls sehr viel langsameren wirklichen Bewegungen der Gasmassen beschränkt.

Wichtige Bedenken, welche tiefer in die Folgerungen unserer Theorie eingehen, hat Herr A. Schmidt geäussert.[1]) Der geniale Urheber des Gedankens, dass in Betrachtungen über das Wesen der Sonne dem Einflusse der Strahlenbrechung eine ganz fundamentale Bedeutung zuerkannt werden müsse, unterscheidet mit Recht die allgemeine, ordentliche Strahlenbrechung (durch welche in der unbegrenzten gravitierenden Gasmasse der scheinbare Sonnenrand hervorgerufen wird) und die zufälligen, unregelmässigen Refraktionswirkungen der Schlieren. Er meint, ich hätte die Erklärung des Chromosphärenlichtes aus anomaler Dispersion lieber an die allgemeine als an die zufällige Refraktion knüpfen sollen. Wenn er nun selbst versucht, aus der jene Refraktion erster Ordnung begleitenden anomalen Dispersion die Eigentümlichkeiten des Chromosphärenlichtes herzuleiten, stösst er auf Widersprüche mit beobachteten Erscheinungen. Er schliesst hieraus, dass der anomalen Dispersion nur eine untergeordnete Bedeutung zukommen könne und hält also an seiner eigenen Theorie fest, derzufolge das Licht der Chromosphäre und der Protuberanzen als unregelmässig (aber nicht selektiv) gebrochenes Emissionslicht übereinander gelagerter glühender Gase zu betrachten sei.[2])

Der Grund unserer Meinungsverschiedenheit liegt nun, wie ich glaube, hierin, dass Herr Schmidt die „zufälligen" Refraktionswirkungen für „verhältnismässig klein" hält, eine Auffassung, der ich mich nicht anschliessen kann.

Gesetzt, die Sonnengase wären nur der allgemeinen Massenanziehung unterworfen; Rotation, Wärmeverlust und sonstige innere Bewegungen veranlassende Ursachen seien also zeitweilig von der Betrachtung ausgeschlossen, und es herrsche Gleichgewicht. In diesem Falle haben wir es nur mit der regelmässigen Strahlenkrümmung zu thun; dieselbe ist von gewöhnlicher und ebenfalls von anomaler Dispersion begleitet, so dass man, streng genommen, wie Herr Schmidt bemerkt, die rein kreisförmige Sonnenscheibe violett umsäumt sehen müsse; während ausserhalb dieses Saumes sich als anomal zerstreutes Licht nur dasjenige mit den sehr grossen Brechungsexponenten zeigen

1) J. Fényi S. J., Protuberanzen, beobachtet in den Jahren 1888, 1889 und 1890 am Haynald-Observatorium, Kalocsa 1902.

1) A. Schmidt, Über die Doppellinien im Spektrum der Chromosphäre. Diese Zeitschr. **3**, 259—261, 1902.

2) Derselbe, Erklärung der Sonnenprotuberanzen als Wirkungen der Refraktion in einer hochverdünnten Atmosphäre der Sonne. Sirius **23**, 97—109.

könne, d. h. im Spektrum dieses äussersten Lichtes sollten nur die dem Rot zugewendeten Komponenten der chromosphärischen Doppellinien vertreten sein. Im Widerspruch mit dieser Folgerung zeigte aber die Beobachtung beide Komponenten mit durchschnittlich nahe gleicher Intensität.

Dass wir die Photosphäre in Wirklichkeit nicht violett umsäumt sehen, schreibt Herr Schmidt der im Gebiete der kritischen Sphäre schon ausserordentlichen Kleinheit des Brechungsvermögens, also dem Verschwinden der normalen Dispersion zu. Es scheint mir nun sehr wohl möglich, dass auch die anomale Dispersion nicht stark genug ist, um unter diesen Umständen merklich hervorzutreten — obwohl vielleicht ein Überwiegen der dem Rot zugewandten Komponenten der Doppellinien im Flash-Spektrum sich mit der Zeit noch wird nachweisen lassen.[1])

Nunmehr wollen wir den Wärmeverlust und die Rotation der Sonne mit in Betracht ziehen. Es bilden sich nun Strömungen aus; an den Diskontinuitätsflächen, längs welchen sich die mit verschiedener Geschwindigkeit strömenden Gasmassen berühren, tritt Wellenbewegung und nachher Wirbelung ein (v. Helmholtz, Emden); die verschiedenen Bestandteile der Masse werden fortwährend gemischt. Das stellenweise Vorkommen grösserer isolierter Quantitäten eines bestimmten Gases ist bei diesem Sachverhalt kaum denkbar. Die Wirbel veranlassen örtliche Dichtigkeitsunterschiede in der Mischung, wodurch dann die Bedingung für das Auftreten ausserordentlicher Strahlenkrümmung und entsprechender normaler und anomaler Dispersion nach jeder Richtung hin gegeben ist.

In jedem Moment befindet sich natürlich nur ein kleiner Bruchteil der Gesamtmasse gerade in Wirbelung; von der Hauptmasse nimmt nach wie vor die Dichte langsam und gleichmässig in der Richtung nach dem Sonneninnern zu, wie es vom Gravitationsgesetz gefordert wird; die Ausbildung des Photosphärenrandes durch die allgemeine Strahlenbrechung wird von den Wirbeln nur wenig gestört. Dagegen kann das Gefälle des Brechungsindex n längs einer bestimmten Strecke s im Gebiete eines Wirbels, also $\frac{dn}{ds}$, erheblich grösser sein als $\frac{dn}{dr}$ in der „normal geschichteten" Masse an einem Sonnenradius r entlang. Die Strahlenkrümmung ist

$$\frac{1}{\varrho} = \frac{\frac{dn}{ds}}{n} = \frac{d\,(ln)}{ds};$$

sie darf, weil n jedenfalls wenig von der Einheit abweicht, als nahe proportional $\frac{dn}{ds}$ betrachtet werden, und erhält somit in den wirbelnden Teilen der Sonne Werte, welche die der regelmässigen Strahlenkrümmung weit übersteigen, besonders für die anomal zerstreuten Lichtgattungen.

Demnach muss ich, der Auffassung des Herrn Schmidt entgegen, die unregelmässigen Refraktionswirkungen sogar für verhältnismässig gross halten, wenn auch die Lichtstärke der ausserhalb des Sonnenrandes erscheinenden Gebilde im Vergleich zum Photosphärenlichte aus zwei Gründen klein ist, erstens weil stets nur ein Teil der Gesamtmasse wirbelt, zweitens weil nur wenige Lichtarten aus dem kontinuierlichen Spektrum stark abgelenkt werden.

Die vorliegende Meinungsverschiedenheit verhindert nicht, dass sich die Schmidtsche Ansicht über die ordentliche Strahlenbrechung und die meinige über die ausserordentliche in höchst erfreulicher Weise ergänzen. Die erste Anregung zu meinen Betrachtungen über die Sonne verdanke ich jedenfalls der bekannten Arbeit des Herrn Schmidt aus dem Jahre 1891.

Bis heute steht also, soweit ich sehe, der Behauptung, es sei alles Licht der Chromosphäre und der Protuberanzen fast ausschliesslich der anomalen Dispersion in Schlieren (Wirbeln) und nur zum kleinen Teil der allgemeinen Refraktion zuzuschreiben, kein Hindernis im Wege.

Falls zu dem ausserhalb der Sonnenscheibe sich zeigenden Lichte die Emission der daselbst befindlichen Gase in merklichem Masse beiträgt, so wird dieses Eigenlicht doch nicht speziell den chromosphärischen Gebilden entspringen können; es muss vielmehr, der vollständigen Mischung der Gase entsprechend, aus der ganzen Umgebung gleichmässig herausstrahlen, etwa wie es durch die Lichtverteilung in den strukturarmen Korona-Ringen angedeutet wird.[1])

1) Bemerkenswert ist, dass gerade beim Anfang oder Ende der Totalität einer Sonnenfinsternis die letzte oder erste Spur des kontinuierlichen Spektrums eine viel grössere Ausdehnung im Ultraviolett zeigt als bei gleicher mittler Lichtstärke im gewöhnlichen Sonnenspektrum beobachtet wird. (Man sehe z. B. die Bemerkungen Eversheds in Memoirs of the Roy. Astron. Soc. Appendix II to Vol. LIV, p. 303.) Auch die starken, linienreichen Protuberanzen geben oft im Ultraviolett ein kontinuierliches Spektrum (ibid. p. 389). Hier liegt wohl der Einfluss der normalen Dispersion vor; ob man es dabei indessen mit der „allgemeinen" oder mit der „unregelmässigen" Refraktion zu thun hat, lässt sich aus den vorhandenen Daten noch nicht mit Bestimmtheit schliessen.

1) Der Korona-Ring λ 3987 zeigt sich auf einer der von uns mit der Prismenkamera erhaltenen Aufnahmen nach innen scharf begrenzt, während die benachbarten Chromosphärenlinien H und K eine unscharfe, verwickelte Struktur aufweisen, deren Hauptcharakter die Verdoppelung ist. Das Licht des Korona-Ringes erscheint demnach reiner einfarbig als das

Licht einer Chromosphärenlinie, und ist wohl als Emissionslicht zu deuten. (Preliminary Report of the Dutch Expedition to Kanang Sago (Sumatra) for the Observation of the Total Solar Eclipse of May 1901, by W. H. Julius, J. H. Wilterdink and A. A. Nijland, Amsterdam, 1902.)

Utrecht, 20. Septbr. 1902.

(Eingegangen 6. Oktober 1902.)

Bemerkung über die Magnetisierung kubischer Krystalle.

Von W. Voigt.

Bezüglich des Ansatzes, durch den ich die Weissschen Beobachtungen über die Magnetisierung von Magnetitkrystallen dargestellt habe[1]), bemerkt Herr Sano in dieser Zeitschrift[2]), dass er nicht der denkbar allgemeinste ist. Ich stimme dem vollständig bei. Da sowohl das magnetische Moment, als die magnetische Feldstärke axiale Vektoren sind, so ist mit centrischer Symmetrie ein Ansatz für die Momentkomponenten nicht im Widerspruch, der gerade Potenzen der Feldkomponenten enthält, während ich solche nicht herangezogen habe.

Trotzdem bleiben die von mir gezogenen Folgerungen aus meinem etwas zu speziellen Ansatz sämtlich richtig, da, wie aus den Entwickelungen des Herrn Sano hervorgeht, gerade Glieder nur vom achten Grade aufwärts vorkommen, ich die Diskussion aber nur bis auf die Glieder siebenten Grades inklusive erstreckt habe.

1) W. Voigt, Gött. Nachr. 1900, 331.
2) Sano, Diese Zeitschr. **4**, 8, 1902.

Göttingen, 30. Oktober 1902.

(Eingegangen 5. November 1902.)

Untersuchungen über den photoelektrischen Strom in Kaliumzellen.

Von E. von Schweidler.

Wird eine Kaliumzelle, wie sie von den Herren Elster und Geitel[1]) beschrieben wurde und ihren Angaben entsprechend ausgeführt in den Handel gebracht wird, so in den Stromkreis einer Batterie eingeschaltet, dass die K-Elektrode Kathode ist, so beobachtet man bekanntlich bei Belichtung der Kathode einen Strom, dessen Intensität abhängt von der Stärke und der Farbe der Beleuchtung, sowie von der Grösse der eingeschalteten E.M.K.

Die Herren Elster und Geitel haben nachgewiesen, dass unter sonst gleichen Umständen die Stromstärke der Beleuchtungsintensität direkt proportional ist, ferner die Abhängigkeit von der Farbe der Beleuchtung untersucht und gefunden, dass das Maximum der Wirkung den blauen Strahlen zukommt. Bezüglich der Abhängigkeit von der E.M.K. habe ich die Beobachtungen der Herren Elster und Geitel ergänzende Versuche angestellt[1]), wonach die diese Abhängigkeit darstellende Kurve $i=f(E)$ einen Wendepunkt besitzt; unterhalb einer gewissen Spannung wächst die Stromstärke langsamer als diese, oberhalb dagegen rascher.

Die eben besprochenen Beziehungen können folgendermassen mathematisch formuliert werden: Es bezeichne λ die Wellenlänge eines Lichtstrahles, $L_\lambda\, d\lambda$ die Intensität (durch die Energie gemessen), die den zwischen den Grenzen λ und $\lambda + d\lambda$ liegenden Strahlen einer bestimmten Lichtquelle zukommt, $i_\lambda\, d\lambda$ die Stromstärke, die in der Zelle von eben diesen Strahlen erzeugt wird. Es ist dann $i_\lambda\, d\lambda = \alpha_\lambda\, L_\lambda\, d\lambda$, wobei $\alpha_\lambda = f(\lambda, E)$ und der gesamte zur Beobachtung gelangende Strom

$$\mathcal{J} = \int_0^\infty i_\lambda d\lambda = \int_0^\infty L_\lambda f(\lambda, E)\, d\lambda.$$

Die naheliegende Annahme, dass $\alpha_\lambda = f(\lambda, E)$ sich in der Form: $f(\lambda, E) = \varphi(\lambda)\, F(E)$ darstellen lasse, würde ergeben:

$$\mathcal{J} = \int_0^\infty L_\lambda \varphi(\lambda) F(E) d\lambda = C \cdot F(E),$$

wo C eine für die Lichtquelle charakteristische Konstante ist. In diesem Falle wäre die Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung dieselbe für alle Farben und damit für alle Lichtquellen.

Die nachstehend mitgeteilten Versuche sollen zeigen, dass diese Annahme nicht gerechtfertigt ist, dass vielmehr die Funktion $\mathcal{J} = F(E)$ für verschiedene Lichtquellen verschiedene Form hat.

Nachdem zunächst Versuche mit dem spektral zerlegten Lichte einer Bogenlampe kein Resultat ergeben hatten wegen der Inkonstanz dieser Lichtquelle, benutzte ich einen Auerbrenner in Verbindung mit Farbenfiltern und zwar wurden als solche verwendet: Wasser *(W)*, Kupferoxydammoniak *(B)*, Kaliumbichromat *(G)* und Eosin *(R)*; die eingeklammerten Buchstaben, weiss, blau, gelb und rot bedeutend, beziehen sich auf die Bezeichnung, welche in den folgenden Tabellen die jeweilig angewandte Art der Beleuchtung angiebt.

Die Messung der Stromstärke erfolgte mittels eines d'Arsonvalgalvanometers, dessen Reduktionsfaktor $2 \cdot 28 \,.\, 10^{-10} \frac{\text{Amp.}}{\text{mm}}$ betrug. Die E.M.K.

1) Elster und Geitel, Wied. Ann. **46**, 281, 1892 und **48**, 625, 1893.

1) Schweidler, Wien. Ber. **107**, IIa, 881, 1898.

des Stromkreises wurde durch Abzweigung von dem Netze des Strassenstromes (+ 400 Volt gegen Erde) erhalten und an einem Westonvoltmeter direkt abgelesen. Die Konstanz derselben, sowie die der Lichtquelle war im allgemeinen eine befriedigende, wie sich aus der Übereinstimmung der Werte bei auf- und absteigendem Gange oder willkürlich unregelmässiger Reihenfolge der Spannungsänderungen ergab. Zugleich überzeugte ich mich dabei, dass selbst stundenlanger Stromdurchgang durch die Zelle keine „Ermüdungserscheinungen" an der Kathode hervorruft, wie dies in anderen Fällen beobachtet wurde.

Die Resultate sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt. Zur Erleichterung der Übersicht sind die Stromstärken in relativem Masse angegeben, indem jedesmal die Stromstärke, die einer Spannung von 100 Volt entspricht, gleich 100 gesetzt wurde. Die Werte jeder Kolumne sind Mittelwerte aus mehreren Messungsreihen, die bei verschiedenen Entfernungen der Lichtquelle von der Zelle vorgenommen wurden und daher verschiedene Absolutwerte der Stromstärke lieferten. Die Übereinstimmung der zum Mittel vereinigten Einzelwerte war eine derartige, dass der konventionellen Bezeichnungsweise entsprechend mindestens die vorletzte Stelle der angeführten Zahlen als verlässlich angesehen werden kann.

I

E (Volt)	*W*	*B*	*G*	*R*
30	23.7	(26.4)	25.7	28.5
50	39.3	40.5	43.4	44.7
100	100	100	100	100
120	138	137	134	133
150	218	216	197	198
200	—	472	407	409

II.

E (Volt)	*W*	*B*	*G*
30	27.3	27.3	29.3
50	42.5	42.9	44.9
100	100	100	100
120	134	131	131
150	205	196	192
200	—	389	370

III.

E (Volt)	*W*	*G*
30	24.4	27.5
50	41.5	44.5
100	100	100
120	133	129
150	198	186
200	—	335

Innerhalb jeder der drei Tabellen zeigt sich, mit Ausnahme eines einzigen herausfallenden in der Tabelle I vorkommenden und daher eingeklammerten Wertes, dass der Gang der Stromstärke ein verschiedener ist für Weiss und Blau einerseits, Rot und Gelb andererseits; für geringere Spannungen als 100 Volt ist relativ die Wirkung der roten und gelben Strahlen grösser, für höhere die der blauen; oder in anderer Form ausgedrückt: bei blauer Beleuchtung steigt die Stromstärke mit der Spannung rascher an als bei gelber oder roter.

Die Verschiedenheit des Ganges für die gleiche Farbe in den 3 Tabellen beruht darauf, dass zwischen den Messungsreihen, die in je einer Tabelle zusammengefasst sind, in der Zelle durch Anwendung einer höheren Spannung (über 350 Volt) eine von Belichtung unabhängige spontane Glimmentladung erzeugt wurde. Dieser Prozess änderte auch — was aus den relativen Zahlen der Tabellen nicht zu ersehen ist — die absolute Empfindlichkeit der Zelle beträchtlich; so nahm insbesondere nach einer zwischen den Messungsreihen II und III erfolgten leuchtenden Entladung die Empfindlichkeit bedeutend zu.[1]) Möglicherweise beruht dieser Einfluss auf einer Änderung des Gasdruckes durch freiwerdende okkludierte Gase, möglicherweise aber auch auf einer Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit der Kathode; wenigstens zeigte sich nach der eben erwähnten Entladung die vorher zwar etwas trübe, aber immer noch metallisch glänzende Kaliumfläche mit einem matten dunkelvioletten Überzuge versehen.

Was die Verschiedenheit des Ganges der Funktion $J = F(E)$ bei verschiedenfarbiger Beleuchtung unter sonst gleichen Bedingungen betrifft, so habe ich mich durch Kontrollversuche von der Unrichtigkeit der Annahme überzeugt, dass die verschiedene thermische Wirksamkeit der Strahlen und dadurch bedingte Temperaturänderungen der Zelle von Einfluss sind.

Eine bestimmte Erklärung vermag ich nicht zu geben. Am wahrscheinlichsten erscheint es mir, dass hier die von Herrn Lenard[2]) beobachtete Thatsache mitspielt, dass die an lichtempfindlichen Oberflächen durch Belichtung hervorgerufene Kathodenstrahlung je nach der Farbe der Lichtquelle verschiedene Werte der Strahlungsgeschwindigkeit zeigt.

1) Vergl. eine analoge Beobachtung bei Elster und Geitel, Wied. Ann. 52, 439, 1894.

2) Lenard, Ann. d. Phys. 8, 168, 1902.

Wien, II. physikal. Inst. d. Univ., Oktober 1892.

(Eingegangen 23. Oktober 1902.)

Über eine Verbesserung der Ablesung am Exnerschen Elektroskop.[1])

Von J. Elster und H. Geitel.

Das Exnersche Elektroskop hat sich durch seine Vorzüge, die in der kleinen Kapazität,

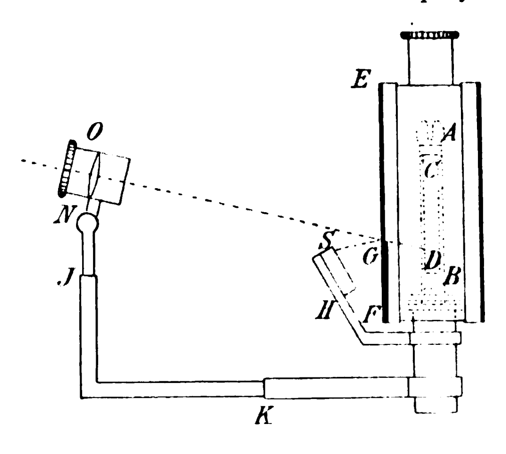
1) Die in dieser und in der folgenden Mitteilung beschriebenen Apparate werden von der Firma Günther und

der handlichen Form und der leichten Transportierbarkeit bestehen, bei gewissen Arten elektrischer Untersuchung, besonders über atmosphärische Elektrizität, vorzüglich bewährt. Durch eine früher von uns beschriebene Abänderung der Konstruktion, nämlich durch Verlegung der isolierenden Befestigung des Blättchenträgers in das Innere des Elektroskopgehäuses lässt sich die Isolation so weit vervollkommnen, als es bei der normalen Selbstionisation der Luft überhaupt möglich ist.

Mangelhaft bei dem Instrumente ist die Art der Ablesung. Da die Skala auf der vorderen Glaswand des Gehäuses aufgeklebt ist, so liegt sie dem Auge näher als die Blättchen, je grösser die Differenz dieser Entfernungen, desto erheblicher wird die Parallaxe zwischen Blättchen und Skala. Ausserdem werden Beobachter mit verschiedenen Brennweiten des Auges das Instrument in ungleiche Abstände vom Auge bringen, dadurch können bedeutende Unterschiede in den Ablesungen herauskommen.

Wir möchten eine einfache Einrichtung beschreiben[1]), die, wie wir glauben, diese Unzuträglichkeiten beseitigt und überdies die Möglichkeit bietet, die Ablesung durch Anwendung einer Lupe genauer zu machen.

Das Prinzip liegt darin, die Skala überhaupt nicht auf der Glaswand des Gehäuses anzubringen, sondern ihr Bild durch Spiegelung an den Ort der Blättchen selbst zu projizieren.



In vorstehender Figur ist das Elektroskop von der Seite gesehen dargestellt. AB ist der Träger der beiden Aluminiumblättchen, deren eines (CD), auf diesen Träger projiziert, sichtbar ist. Die vordere Glaswand EF des Gehäuses ist unten bis G auf der Innenseite versilbert, die scharfe obere Grenze des Silberbelags bei G verläuft horizontal.

Tegetmeyer, Braunschweig, verfertigt. Dieselbe hat Musterschutz darauf genommen.

1) Ein Hinweis darauf findet sich schon in den Sitzungsberichten der luftelektrischen Kommission der Delegiertenversammlung der Kartellierten Akademien in Göttingen. Diese Zeitschrift **4**, 98, 1902.

Die Skala S, an dem Halter H befestigt, liegt mit ihrem oberen Rande gerade so weit vor dem Spiegelbelage, wie die vordere Kante der Elektroskopblättchen dahinter. Hierdurch wird erreicht, dass ein Auge bei O das Bild des oberen Randes der Skala genau in der Ebene der ihm zugewandten Kanten der Blättchen sieht. Eine parallaktische Verschiebung der Blättchen gegen das Spiegelbild der Skala bei Änderung der Lage des Auges ist daher nicht möglich, ja man kann durch eine bei O angebrachte Lupe, durch welche die Divergenz der Blättchen in gleicher Weise wie das Bild der Skala vergrössert wird, die Schärfe der Ablesung erhöhen. Bei J und K lässt sich die Lupe vertikal und horizontal verstellen, bei N in der Ebene der Zeichnung drehen. Die Lupe steht dann richtig, wenn für das Auge der obere Rand des Spiegelbildes der Skala mit dem der Spiegelbelegung zusammenfällt. Die Hinterwand des Gehäuses ist durch eine Milchglasscheibe gebildet, Stellschrauben am Fusse des Instruments ermöglichen eine symmetrische Einstellung der Blättchen. Stets wird die Lage der vorderen Kanten der Blättchen auf der Skala abgelesen, die Eichung ist für symmetrische, d. h. beiderseits gleiche Ausschläge auszuführen. Eine geringe Ungleichmässigkeit in der Stellung der Blättchen ist im übrigen von unerheblichem Einfluss, da das eine um nahe denselben Betrag zuviel, wie das andere zu wenig abweicht, man hat die Ausschläge auf beiden Seiten abzulesen und zu addieren.

(Eingegangen 22. Oktober 1902.)

Über transportable Apparate zur Bestimmung der Radioaktivität der natürlichen Luft.

Von J. Elster und H. Geitel.

Beim Nachweise der Radioaktivität der natürlichen Luft ist es notwendig, den zu aktivierenden Körper einige Stunden lang auf einem negativen Potentiale von einigen Tausend Volt zu halten. In allen Fällen, bei denen die Verwendung von elektrostatischen Maschinen oder Induktorien nur schwierig zu bewerkstelligen oder ganz ausgeschlossen war, haben wir uns mit Vorteil einer Hochspannungstrockensäule von 6000 Plattenpaaren der gewöhnlichen Art aus unechtem Gold- und Silberpapier bedient. Diese war in 30 Teilsäulen von etwa 75 Volt zerlegt, die, je auf einen Ebonitstab aufgereiht, in einem gut schliessenden Metallkasten untergebracht waren. Wird die Säule nicht gebraucht, so lässt sich die Selbstentladung durch Auseinanderschalten der Abteilungen stark beschränken, die Umhüllung durch den Kasten schützt Plattenpaare und Ebonitisolatoren vor Staub, Feuchtigkeit und Licht.

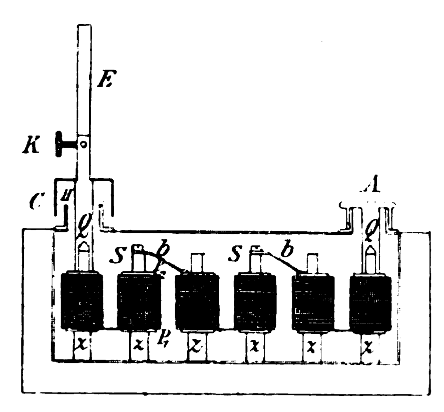


Fig. 1.

In Fig. 1 ist die Säule im Vertikalschnitt dargestellt. Die Zapfen *z* sind aus Ebonit gefertigt und gehen über in Stäbchen aus gleichem Materiale, auf welche die einzelnen, central durchbohrten Plattenpaare aufgereiht sind. Die Zahl derselben ist so gewählt, dass sie durch die Metallplatten p_1 und p_2 unter Druck zusammengehalten werden. Das Hintereinanderschalten der einzelnen Abteilungen geschieht mittels der um *S* drehbaren und etwas nach unten federnden Metallbügel *b*, so dass die gebrauchsfertige Säule, von oben gesehen, den in Fig. 2 dargestellten Anblick gewährt. Auf den durch eine Einlage von Gummi fast luftdicht schliessend gemachten Metalldeckel sind in passenden Intervallen kurze Metallhülsen *H*

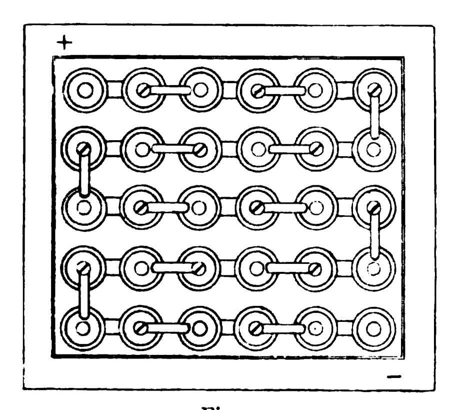


Fig. 2.

aufgesetzt, durch welche nach Entfernung des Verschlusses an Ebonitgriffen *E* befestigte Metallröhrchen in das Innere des Kastens eingeführt werden können, die sich über die Polzapfen *Q* überschieben. Bei *K* tragen sie eine Klemme zum Befestigen von Leitungsdrähten. Der engübergreifende Metallcylinder *C* soll das Eindringen feuchter Luft von aussen beim Gebrauche der Säule möglichst beschränken. Bei einem dieser Röhrchen *A*, das mit der Aufschrift Erde versehen ist, fehlt die isolierende Handhabe. Durch seine Einführung wird der betreffende Pol der Säule leitend mit dem umhüllenden Metallkasten verbunden und so zur Erde abgeleitet. In Fig. 1 ist der vom Beschauer rechts gelegene Pol der Säule auf diese Weise „geerdet".

Bei der Handhabung der Säule ist es notwendig, die Spannung des isolierten Poles durch ein Hochspannungselektroskop zu kontrollieren. Wir wählten dazu ein solches Braunscher Form, Fig. 3, jedoch mit innerer Bernsteinisolation und einer Vorrichtung *N* für Austrocknung des Elektroskopinnern dnrch Natrium. Die den beweglichen Zeiger *Z* tragende Metallsäule *M* ist am Boden des Metallgehäuses in einen starken Bernsteinzapfen eingelassen. Der mit einer

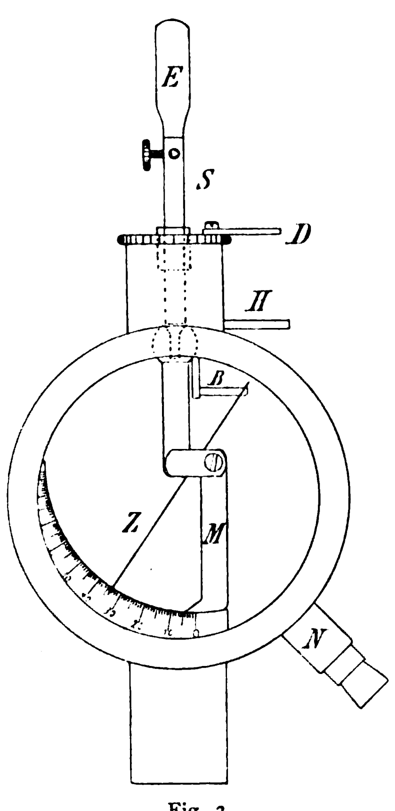


Fig. 3.

seitlichen Klemme und einer isolierenden Handhabe *E* versehene Metallstift *S* ist mit sanfter Reibung in eine konische Vertiefung der Säule *M* einsteckbar und vermittelt die leitende Verbindung mit dem nicht geerdeten Pole der Säule. Soll das Elektroskop nach Trennung von der Säule ausser Funktion treten, so entfernt man *S*, schliesst das Metalldeckelchen *D* und dreht den Hebel *H* um 90^0, alsdann drückt der Bügel *B* den oberen Teil des Zeigers *Z* lose gegen die Säule *M*. Das Instrument ist alsdann von dem zugehörigen, mit Stellschrauben und Libelle versehenen Stativ abzuheben und in dem beigegebenen Etui aufzubewahren.

Strom kann der Säule nicht entnommen werden, sondern ihre Verwendung besteht, wie wir betonen möchten, nur darin, Leiter längere Zeit auf demselben Potentiale von etwa 2000 Volt zu halten.

Trotz aller Sorgfalt wird es sich einmal ereignen, dass die Säule infolge ungenügender Isolation der exponierten Leiter oder durch Eindringen von Feuchtigkeit in das Innere des Kastens leidet und in ihrer Spannung zurückgeht. Tritt dies ein, so öffne man den Deckel und setze sie einige Stunden lang der strahlenden Wärme eines Ofens aus und schliesse den Deckel wieder, während die Säule gut durchwärmt ist. Wird sie längere Zeit nicht gebraucht, so hebe man die Verbindungen zwischen den Teilsäulen auf und bewahre sie nach sorgfältigem Verschlusse des Kastens an einem trocknen, warmen Orte auf. Beim Versand oder beim Transport auf Reisen fülle man den Raum zwischen Säule und Deckel mit den beigegebenen Seidenpolstern aus; durch diese Vorsichtsmassregel wird einer Beschädigung thunlichst vorgebeugt.

Nach den Erfahrungen, die wir mit kleineren Trockensäulen gemacht haben, ist zu erwarten, dass sich bei richtiger Behandlung die Säule mehrere Jahre lang in brauchbarem Zustande halten wird. Wenn die — natürlich unvermeidliche — Erschöpfung der Platten eingetreten ist, lassen sie sich ohne Schwierigkeit durch neue ersetzen.

Säule und Elektroskop haben sich seit Jahresfrist bewährt sowohl bei der Exposition von Drähten im Freien, in der feuchten Luft von Kellern und Brunnenschachten, sowie auch auf Reisen, z. B. bei Versuchen über die Radioaktivität der Luft in natürlichen Höhlen und am Strande der Nordsee.

(Eingegangen 22. Oktober 1902.)

Zur Beeinflussung von Kathodenstrahlen durch Lenardsche Fenster.

Von Th. Des Coudres.

Die schönen Experimente Herrn Leithäusers „Über den Geschwindigkeitsverlust, welchen die Kathodenstrahlen beim Durchgange durch dünne Metallschichten erleiden" und die von Herrn Warburg darüber in Aussicht gestellten theoretischen Entwicklungen[1]) mögen als Rechtfertigung dienen, wenn hier einige vorläufige Versuchsresultate mitgeteilt werden, die eine gute Bestätigung der Leithäuserschen Entdeckung darzustellen scheinen.

1) Sitzungs-Ber. d. Berl. Akad. d. Wissensch. 1902, XIV. Sitzung vom 13. März.

Mittels eines kleinen Teslatransformators wurden in dem Hartgummikämmerchen *A*, **Fig. 1**, Kathodenstrahlen erzeugt[1]) und traten durch das Aluminiumfenster von 2 mm Durchmesser und 0,004 mm Foliendicke diffus in den Raum *B* aus. Dieser Raum enthielt entweder Wasserstoff von Atmosphärendruck oder war auch ausgepumpt. An ihn schloss sich eine halbkreisförmige dickwandige Messingdose *C* von 5 cm innerem Radius und 3 cm Höhe. **Fig. 1** stellt einen Horizontalschnitt dar. Die Dose wurde mittels einer zweiten Quecksilberpumpe evakuiert. Der Eintritt der Lenardschen Strahlen geschah durch ein oder mehrere in der geometrischen Achse des Halbrundes befindliche Fensterchen *b* von je 0,5 mm Durchmesser, die mit Aluminium verschiedener Stärke verschlossen wurden. Ein halbkreisförmiges Diaphragma von 2,5 cm Radius aus dünnem Kupferblech sonderte durch eine Reihe Löchelchen *c* von 0,5 mm Durchmesser unter verschiedenen Winkeln eine Anzahl von Strahlbündeln ab und diese Strahlbündel trafen dann das der Wand der Dose anliegende halbkreisförmige photographische Film *d*. Zwei je 25 cm lange Drahtspulen *M* gestatteten im Inneren der halbkreisförmigen Kammer *C* genügend gleichförmige und um *b* genau centrische Magnetfelder zu erzeugen. Dies der Apparat.

Die vom Hartgummientladungsrohre gelieferten Strahlen erwiesen sich als intensiv genug, um bei einem Abstande *ab* von 2 bis 3 cm und ohne Magnetfeld schon in weniger als einer Minute auf *d* gut entwickelbare Lochkamerabildchen der 0,002 bis 0,01 mm dicken Aluminiumfenster *b* zu erzeugen. Wurden die Spulen *M* mit Strom beschickt, so musste länger exponiert werden, da das magnetische Feld die Strahlen als sehr inhomogen nachwies und zu „Spektren" auszog. Während die Spektren nach der Seite der ablenkbareren Strahlen verwaschen abklangen, war ihr anderes Ende dagegen meist so scharf begrenzt, dass man bei Ausmessung der Negative unter dem Mikroskop bis auf ein, zwei Prozent genau von einer magnetischen Steifigkeit der raschesten Strahlen des Bündels sprechen konnte.

Es wurden zahlreiche Aufnahmen gemacht: bei verschiedenen Drucken im Erzeugungsrohre, bei verschiedener Länge und Gasfüllung des Raumes *B*, bei verschiedenen Foliendicken der Fenster *b*, bei verschiedenen Expositionszeiten und bei verschiedenen Magnetfeldstärken. Die Wiedergabe zweier Negative, Fig. 2 und 3, mag als Probe dienen. Fig. 2 entspricht einer Fensterdicke 0,004 mm, einer Feldstärke 50 und einer Expositionsdauer von 4 Minuten für die abgelenkten Bündel. Bei Aufnahme Fig. 3

1) Wied. Ann. **62**, 135, 1897.

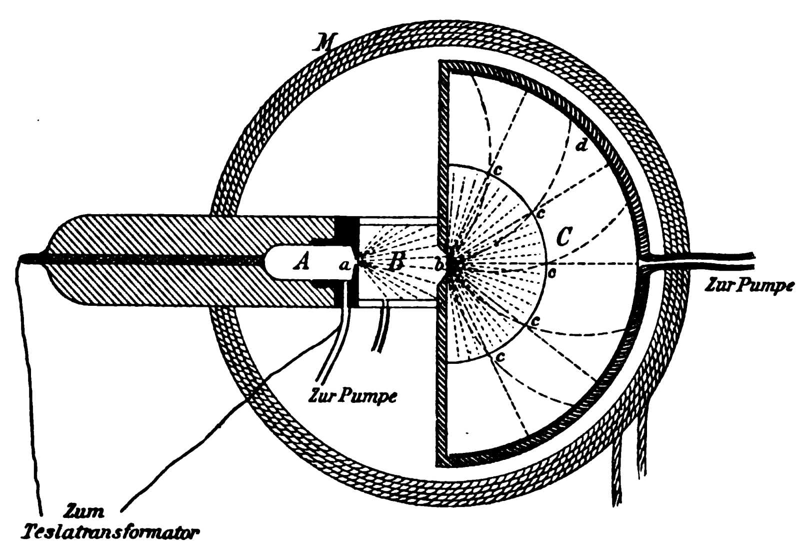


Fig. 1.

waren drei Fenster *b* mit 0,003 mm Folie verschlossen und über das oberste Loch ausserdem noch 0,01 mm über das mittlere 0,004 mm Aluminium geklebt; Feldstärke = 180, Exposition = 30 Min. unter stetigem Spiele der mit dem Erzeugungsraum verbundenen Quecksilberpumpe. Der Schleier in der Mitte des Films rührt von Röntgenstrahlen her. Zum Ausmessen geeignetere, schwächere Negative ohne Röntgenschleier hätten sich noch unvollkommener reproduzieren lassen. Die Gesamtheit der erhaltenen Bilder führte zu folgenden Schlüssen:

Die Intensität der von einem Aluminiumfenster nach verschiedenen Richtungen ausgesandten Lenardschen Strahlen folgt nicht dem Kosinusgesetze, sondern sie nimmt bei wachsendem Winkel gegen die Normale rascher ab. Die seitlichen elliptischen Abbildungen eines Fensters *b* bei Magnetfeld Null zeigten stets viel geringeren Schwärzungsgrad als die mittleren runden. Je dünner die Fensterfolie ist, um so mehr überwiegen die wenig von der Normalen abweichenden Strahlen und deuten auf Vorhandensein einer bestimmten Strahlrichtung auch im Inneren des Metalles hin.

Auch Kathodenstrahlen von der magnetischen Steifigkeit $H \cdot \varrho = 800$ (was rund einer Geschwindigkeit $1{,}4 \cdot 10^{10}$ und einem Entladungspotentiale von 60000 Volt entsprechen würde) erfahren beim Durchtritte durch Aluminium eine mit der Dicke der Schicht wachsende Verzögerung. Bei 0,01 mm Folienstärke beträgt sie etwa 10%.

Die wenigst ablenkbaren der normal aus einem Lenardschen Fenster austretenden Strahlen haben eine geringere Ablenkbarkeit und demgemäss grössere Geschwindigkeit als die entsprechenden schief austretenden. Der Unterschied ist bei dünnen Fenstern ausge-

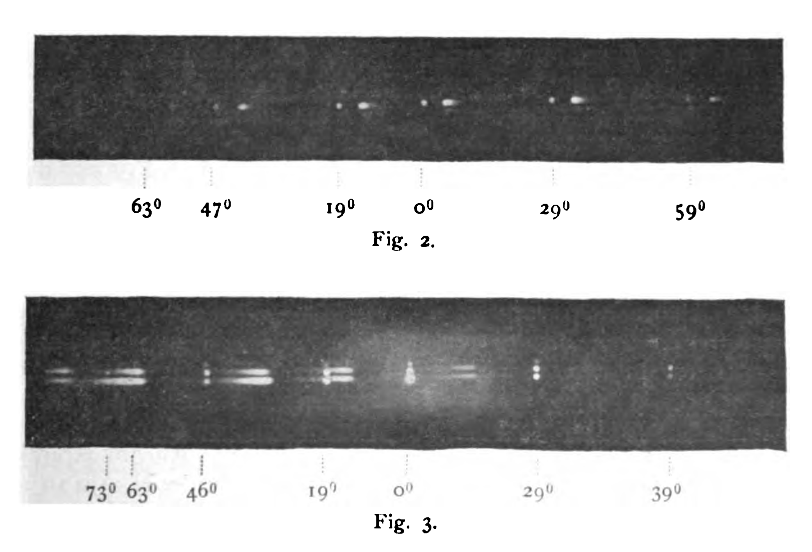


Fig. 2.

Fig. 3.

sprochener als bei dickeren. Da es sich immerhin nur um einige Prozente handelt, war die Versuchsanordnung mit Löchern statt Spalten zu quantitativen Bestimmungen ungeeignet. Verminderung der Strahlenintensität konnte leicht kleine Ablenkungsvergrösserungen am scharfen Spektrumsende vortäuschen, zumal über die Abhängigkeit der photographischen Wirkung von Strahlenintensität und Strahlenart noch nichts bekannt ist.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

Neue Vorlesungsversuche über schnelle elektrische Schwingungen.

Von G. Seibt.

In Bezug auf meinen Aufsatz in dieser Zeitschrift **4**, 99, 1902 wünscht Herr Prof. Braun eine Berichtigung der Stelle S. 103, wo ich sage: „In der praktischen Wellentelegraphie wird zur Zeit fast ausschliesslich die in der Fig. 9 dargestellte Schaltung benutzt. Sowohl Marconi als auch Slaby und Braun bedienen sich derselben."

Ich habe damit lediglich die Thatsache der gegenwärtigen gleichmässigen Benutzung der Schaltung zum Ausdruck bringen wollen; um aber der Möglichkeit eines Missverständnisses vorzubeugen, erkläre ich gern, dass ich die Priorität des Herrn Prof. Braun nicht in Zweifel ziehe.

Bei der Gelegenheit sei ein Versehen in dem Holzschnitt Fig. 7 berichtigt. Die Schwingung wird dort nicht mit einem Bauche, sondern mit einem relativen Knoten in die Spule eingeleitet (vergl. auch die Autotypie Fig. 18 meiner Rostocker Dissertation).

Berlin, den 31. Oktober 1902.

(Eingegangen 2. November 1902.)

REFERATE.

Bericht über die V. Jahresversammlung der Italienischen Physikalischen Gesellschaft.

Von B. Dessau.

Die V. Jahresversammlung der Italienischen Physikalischen Gesellschaft, die unter dem Vorsitze von Righi vom 6. bis 8. September 1902 in Brescia stattfand, wurde nach der Begrüssung seitens der städtischen Behörden und des Unterrichtsministers durch Battelli (Pisa) mit einer Gedenkrede auf den am 20. Juli in S. Alessio bei Lucca im Alter von 83 Jahren verstorbenen Riccardo Felici, den Ehrenpräsidenten der Gesellschaft, eingeleitet. In warm empfundenen Worten entwarf der Redner ein Bild von der Persönlichkeit des Verstorbenen und schilderte dann in kurzen Zügen die äusseren Lebensschicksale Felicis. Dieser begann seine physikalischen Studien unter Mosotti und Matteucci und wurde von letzterem, der die Begabung seines Schülers sofort erkannt hatte, zu seinem Assistenten erwählt; später erhielt er, als Nachfolger Matteuccis, die Professur für Physik an der Pisaner Universität, ein Amt, das er bis zu seinem Rücktritt ins Privatleben im Jahre 1892 bekleidete. Zu den wissenschaftlichen Leistungen des Verstorbenen übergehend, erwähnte der Redner kurz dessen Erstlingsarbeiten, um sodann ausführlich bei Felicis Lebenswerk, seinen klassischen Arbeiten über die Theorie der Induktion, zu verweilen. In diesen Arbeiten, die ihn 8 Jahre hindurch, von 1851 bis 1859, beschäftigten, hat Felici, wie bekannt, die Gesetze der elektrodynamischen und elektromagnetischen Induktion nach einer Methode, welche der von Ampère benutzten ähnlich ist, lediglich auf Grund experimenteller Daten abgeleitet.

Wohl waren damals, so führte der Redner aus, schon von anderer Seite Theorien der fraglichen Erscheinungen aufgestellt worden — es seien, um nur die hervorragendsten und wertvollsten zu nennen, die Theorien von Weber und F. E. Neumann erwähnt —, aber dieselben fussten sämtlich auf mehr oder minder hypothetischer Grundlage. So enthält die Neumannsche Theorie, die sich zum Teil auf das Lenzsche Gesetz gründet, die Hypothese, die induzierte E. M. K. sei proportional der Geschwindigkeit, mit der sich der Abstand zwischen dem induzierenden und dem induzierten Element ändert, sowie ferner der ponderomotorischen Kraft, die zwischen den beiden Elementen thätig ist. Während aber das Lenzsche Gesetz, das sich nur auf die Richtung des induzierten Stromes bezieht, gewiss in aller Strenge richtig ist, konnte das fundamentale Prinzip der Neumannschen Theorie, das nicht auf Versuchsergebnissen beruht, sehr wohl falsch sein und hatte somit einen rein hypothetischen Charakter. Felici aber wusste mit Hilfe weniger unanfechtbarer, genial erdachter und durchgeführter Experimente ohne jede Hypothese sämtliche Fälle der Induktion zwischen zwei geschlossenen Stromkreisen zu erklären und durch die gleiche Formel darzustellen, zu der Neumann nur von einem hypothetischen Ausgangspunkt aus gelangt war. Vor der Methode Neumanns besitzt diejenige Felicis ferner den Vorzug, dass sie nicht nur

die Induktion durch relative Bewegung zweier Stromkreise, sondern auch den Fall der Unterbrechung und Schliessung des induzierenden Kreises umfasst, während die Neumannsche Formel, strenge genommen, nur auf den ersteren Fall Bezug hat. Andererseits spricht zu Gunsten der Neumannschen Methode allerdings der Umstand, dass dieselbe auch auf einen ungeschlossenen Leitungsdraht von beliebiger Gestalt, der sich in Gegenwart eines Magneten oder Stromleiters frei im Raume bewegt, anwendbar ist, ohne dass die Enden des Drahtes auf festen Leitern zu schleifen brauchen. Auch in einem derartigen Drahte müssen ja elektromotorische Kräfte induziert werden, und es war anzunehmen, dass die in einem Element des Drahtes induzierte E. M. K. nicht davon abhängen werde, ob der Leiter geschlossen sei oder nicht; allein Felici, der jede Hypothese vermeiden wollte, hob doch hervor, dass sein Ergebnis für den Fall eines offenen Stromkreises, streng genommen, nicht gültig sei. Die Thatsache, dass das Endresultat der Neumannschen Theorie mit den experimentell gewonnenen Daten übereinstimmt, kann aber auch nicht als ein Beweis für die Richtigkeit des Fundamentalprinzips jener Theorie gelten, denn das gleiche zeigt sich auch bei anderen Theorien, wie z. B. bei derjenigen von Weber, die betreffs der Wechselwirkung zweier Stromelemente ungemein komplizierte Annahmen macht. Diese Übereinstimmung rührt überhaupt nur daher, dass der Vergleich zwischen Theorie und Beobachtung auf ein zu enges Gebiet beschränkt ist: da nämlich die sogenannten Elementarformeln der Induktion ihre experimentelle Grundlage ausschliesslich in Versuchen mit linearen Stromkreisen haben, von denen wenigstens einer immer geschlossen ist, so konnte man offenbar, ohne mit ausgeführten oder bei derartigen Stromkreisen möglichen Versuchen in Widerspruch zu geraten, jenen Formeln noch beliebige Glieder hinzufügen, die bei der Integration über eine geschlossene Kurve wegfallen. All dies beleuchtet um so mehr die Vorzüge der Methode Felicis, die schon durch ihre Einfachheit bemerkenswert ist und sich darauf beschränkt, unabhängig von jeder Hypothese die Versuchsergebnisse in analytischer Form zum Ausdruck zu bringen. Durch Felici hatten also Begriffe, die bis dahin nur einen hypothetischen Charakter gehabt hatten, eine reelle Unterlage erhalten; von da an verfuhr man bei der Aufstellung elektrodynamischer Theorien in umgekehrter Weise wie vorher. . . .

Von späteren Arbeiten Felicis sind zu erwähnen: seine Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Elektrizität in einem Drahte, die zwar noch nicht genau ausfiel — er fand 260000 km in der Sekunde —, aber in Anbetracht der bescheidenen Hilfsmittel, mit welchen sie ausgeführt wurde, immerhin eine bemerkenswerte Leistung darstellt; ferner seine 7 Jahre hindurch fortgesetzten Untersuchungen über das Verhalten der Nichtleiter in Gegenwart elektrisierter Körper; endlich eine Untersuchung über den zeitlichen Verlauf induzierter Ströme, die ihn auf die Konstruktion seines klassischen Unterbrechers führte, mit dessen Hilfe man eine genau messbare Unterbrechungszeit von $^1/_{20000}$ Sekunde zu erhalten vermag. Die letzte dieser Arbeiten datiert aus dem Jahre 1874. Von da ab hat er, abgesehen von einigen kleineren Publikationen, seine Thätigkeit nur noch dem Unterricht und der Leitung des „Nuovo Cimento" gewidmet, bis er vor 10 Jahren seine Stellung ganz aufgab, um der wohlverdienten Ruhe zu geniessen. Charakteristisch für Felicis wissenschaftliche Thätigkeit sind die Klarheit der Auffassung, die Genauigkeit im Experimentieren, die vorsichtige Schlussfolgerung und die scharfe Kritik, die er nicht nur an den von andern, sondern auch an den von ihm selbst gefundenen Resultaten übte, endlich eine beispiellose Bescheidenheit, die es ihn beinahe schmerzlich empfinden liess, wenn man ihm von seinen eigenen Arbeiten sprach.

Aus den wissenschaftlichen Verhandlungen, die in der Morgensitzung des 7. September begannen, sei zunächst eine Mitteilung von Lussana (Siena) über die thermischen Eigenschaften der festen Körper und der Flüssigkeiten erwähnt. Der Redner gedachte der verschiedenen, vom mathematischen Standpunkt aus unternommenen Versuche, eine auch den festen Aggregatzustand umfassende Zustandsgleichung aufzustellen und ging dann, nachdem er die Entscheidung hierüber dem Experiment zugewiesen hatte, auf den eigentlichen Gegenstand seiner Mitteilung ein, nämlich auf die mit dem Problem der Zustandsgleichung eng verknüpfte Frage, ob auch für den Übergang der Materie aus dem festen in den flüssigen ebenso wie aus dem flüssigen in den gasförmigen Zustand ein kritischer Punkt existiert. Diese Frage ist von einigen Autoren bejaht, von anderen verneint worden. Zu den letzteren gehört besonders Tammann, der seine Auffassung auf seine Untersuchungen über die Schmelzpunktskurve stützt, wobei er jedoch weit über die Beobachtungsgrenzen hinausgeht. Um zur Beantwortung der obigen Frage einen Beitrag zu liefern, hat der Redner die Isothermen einiger Substanzen unter Drucken bis zu 3000 Atmosphären bestimmt und dabei auch die Schmelzpunkte in die Diagramme aufgenommen. Nach einer vorläufigen Prüfung der mit Phosphor und α-Naphtol erhaltenen Resultate scheint in der That auch für den Übergang zwischen dem festen und flüssigen Zustand ein kritischer Punkt zu existieren; dieses Ergebnis steht in

Übereinstimmung mit demjenigen, zu welchem Barus durch Beobachtungen am Naphtalin unter Drucken bis zu 2000 Atmosphären bei Temperaturen zwischen 63 und 130° gelangt ist.

Die Nachmittagssitzung des 7. September brachte einen Vortrag von Cardani (Parma) über die direkte Bestimmung des Poissonschen Koeffizienten an Drähten. Die bisherigen direkten Bestimmungen dieses Koeffizienten, die seit dem klassischen Versuche von Cagniard-Latour verschiedentlich wiederholt wurden, haben bekanntlich zu wenig übereinstimmenden Ergebnissen geführt und auch die indirekten Methoden, die man an Stelle der direkten benutzt hat, gestatten nur den Schluss, dass der Wert des bezeichneten Koeffizienten von einer Substanz zur anderen variiert, ohne dass man andererseits behaupten könnte, dass derselbe bei einer und derselben Substanz völlig konstant ist. Der Redner ist deshalb wieder zu der direkten Bestimmung zurückgekehrt. Den hauptsächlichsten Mangel, welcher derselben anhaftet, nämlich die Schwierigkeit einer genauen Messung der durch Zug hervorgebrachten Volumänderung, hat er dadurch zu beseitigen gesucht, dass er sehr lange Drähte verwendete — es stand ihm dafür in einem Turm eine Höhe von mehr als 25 m zur Verfügung — und den ganzen Draht nebst der die Verlängerung bewirkenden Vorrichtung in eine mit Wasser gefüllte Röhre einsetzte, an die sich oben ein erweiterter Behälter und seitlich eine Kapillarröhre anschloss. Der Draht war unten mit einem Eisencylinder verbunden, der von einem Elektromagneten festgehalten wurde, während man vermittelst einer an dem oberen Ende des Drahtes befestigten Schraube auf den Draht einen Zug von bekannter Grösse ausübte. Während sich der Draht auf diese Weise in Spannung befand, wurde der Behälter oben verschlossen und durch einen Hahn samt der Kapillare vollständig mit Flüssigkeit gefüllt; darauf wurde der Strom des Elektromagneten unterbrochen, der Anker desselben wurde frei und der Draht verlor seine Spannung; die infolgedessen eintretende Verschiebung des Flüssigkeitsmeniskus in der Kapillare lieferte das Mass für die Volumänderung, nachdem festgestellt war, dass die durch den Prozess verursachte Temperaturänderung keinen merklichen Einfluss auf das Resultat hatte. Die Versuche, die sich auf Drähte aus Kupfer, Aluminium, Eisen und Stahl erstreckten, liessen bei mehreren Proben eines und desselben Metalls keine Verschiedenheit des Poissonschen Koeffizienten erkennen. Dagegen scheint derselbe bei verschiedenen Metallen nicht die gleiche Grösse zu besitzen, wenn auch die gefundenen Werte — 0,433 beim Aluminium, 0,345 beim Eisen und 0,372 beim Stahl — noch nicht als endgültige gelten dürfen.

Hierauf sprach Battelli (Pisa) über oszillatorische Entladungen. Der Redner berichtete über die Fortsetzung einer Untersuchung, die er gemeinsam mit L. Magri ausgeführt hat und deren erster Teil auch an dieser Stelle (3, 539, 1902) publiziert ist.[1]) Um die Verteilung der Entladung auf Zweigleitungen zu untersuchen, wurde ein Kondensator von 0,075 Mikrofarad Kapazität durch zwei parallelgeschaltete Leiter von geringer Kapazität und 575 300 bezw. 100 800 cm Selbstinduktion entladen; die Funkenstrecken, die sowohl in den Hauptkreis, wie in jede der beiden Zweigleitungen eingeschaltet waren, wurden mittels rotierenden Spiegels nebeneinander auf derselben Platte photographiert. Es ergab sich, dass das System mit einer einzigen Periode schwingt, deren Selbstinduktion L mit denjenigen der Zweigleitungen L_1 und L_2 durch die Beziehung

$$L = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2}$$

verknüpft ist; die Stromintensität ist in dem Zweige mit geringerer Selbstinduktion und kleinerem Widerstand erheblich grösser als in dem andern. Ferner wurde untersucht, welche Veränderungen die Entladung im einfachen Kreise erleidet, wenn der Kreis zum Teil aus magnetischem Material besteht oder eine Spule mit Eisenkern enthält. Die Theorie lässt im ersten Falle einen Einfluss auf Schwingungsdauer und Dämpfung, im zweiten einen solchen auf die Schwingungsdauer voraussehen. Vermittelst der Photographie des Funkens fanden Battelli und Magri, dass die Schwingungsdauer eines Entladungskreises, die je nach der Kapazität 0,000 00147—0,000 00289 Sekunden betragen hatte, durch Einschaltung eines Kreises aus 0,92 cm dickem Eisendraht an Stelle eines gleichen Kreises aus Kupferdraht um 3—4 Proz. erhöht wurde. Es war indessen möglich und sogar wahrscheinlich, dass diese Zunahme hauptsächlich von dem vergrösserten Widerstande des Stromkreises herrührte. Ferner wurden die Entladungen eines Kreises, der eine 43 cm lange Kupferdrahtspule (mit 4 Lagen und 15 Windungen auf den cm in jeder Lage) enthielt, mit denjenigen verglichen, die der gleiche Kreis darbot, wenn in die Spule ein Eisendrahtbündel eingeschoben wurde. Es zeigte sich eine bedeutende Zunahme der Dämpfung — die Zahl der einfachen Schwingungen, die vorher mehr als 20 betragen hatte, sank auf kaum 9 — und überdies hatte die Schwingungsperiode, die ohne den Eisenkern = 0,0000389″ gefunden worden war, keinen konstanten Wert mehr, sondern stieg von 0,0000439″ zu Beginn der Entladung bis auf 0,0000804″ zu Ende derselben. Die

1) Der zweite Teil wird im nächsten Hefte erscheinen. Die Redaktion.

Ursache dieser Erscheinung ist nach dem Vortragenden wahrscheinlich darin zu suchen, dass die Permeabilität des Eisens für Felder von geringer Intensität grösser ist, als für solche von hoher Intensität. Zu Beginn der Entladung ist die Feldstärke verhältnismässig gross und der Selbstinduktionskoeffizient, der als Faktor die magnetische Permeabilität des Mediums innerhalb der Spirale enthält, ist folglich kleiner als zu Ende der Entladung und dementsprechend nimmt auch die Schwingungsdauer zu. Diese Auffassung wird durch die Thatsache unterstützt, dass mit einem Bündel aus dickeren Eisendrähten die Schwingungsperiode während der Entladung zwar ebenfalls, aber nur in geringerem Verhältnisse anwächst als im vorigen Falle; es war dies auch nicht anders zu erwarten, da nach Wien u. a. in einem rasch wechselnden Felde die Magnetisierung auf eine Oberflächenschicht beschränkt bleibt. Die Dämpfung, bei der auch die Foucaultschen Ströme mitwirken, ist in dem zuletzt betrachteten Falle ebenfalls grösser als in dem ersten. Ein Cylinder aus schwach gehärtetem Stahl setzte die Zahl der halben Schwingungen auf 2—3 herab; die Periode konnte nicht mehr gemessen werden, doch war eine Zunahme derselben unverkennbar.

Mit Hilfe einer Braunschen Röhre, deren phosphoreszierender Schirm mit einem besonders intensiv leuchtenden Calciumwolframat präpariert war, wurde festgestellt, dass die Magnetisierung des Eisens auch den rapiden Änderungen eines durch oszillierende Entladungen erzeugten Magnetfeldes vollkommen folgt. Die Versuche in dieser Richtung, sowie solche mit zwei hintereinandergeschalteten und senkrecht zu einander angeordneten Spulen, von denen die eine einen Eisenkern enthält und die infolge der Phasendifferenz zwischen Strom und Magnetisierung ein Drehfeld erzeugen sollten, sind noch nicht abgeschlossen.

Der Vortrag wurde durch Vorzeigung von Photographien oszillierender Entladungen in instruktiver Weise erläutert.

Die Nachmittagssitzung des 7. September brachte eine Mitteilung von Mazzotto (Sassari) über die magnetische Alterung des Eisens bei Temperaturen unter 100^0. Durch die Untersuchungen des Redners ist der Nachweis geliefert, dass auch die Alterung bei so wenig hohen, ebenso wie die bei höheren Temperaturen die Susceptibilität des Eisens herabsetzt und den rückbleibenden Magnetismus sowie die Koercitivkraft erhöht, dass aber diese Veränderungen um so langsamer vor sich gehen, je niedriger die Temperatur ist. Der Rest der Sitzung wurde ausgefüllt durch einen Vortrag von Ascoli (Rom) über das von dem Ingenieur Giorgi vorgeschlagene System elektrischer Einheiten, sowie durch die ergänzenden Erläuterungen des Urhebers des neuen Systems und die hieran sich knüpfende Diskussion. Eine gemeinschaftliche Stellungnahme wurde bis nach dem Bericht der Kommission vertagt, die von der italienischen Elektrotechniker-Vereinigung mit dem Studium des Gegenstandes beauftragt ist.

Die Vormittagssitzung des 8. September brachte zwei ungemein interessante, von Experimenten begleitete Vorträge. Zunächst berichtete Majorana (Rom) über die von ihm aufgefundenen neuen magneto-optischen Erscheinungen. Von der Idee geleitet, ein magnetisches Analogon zu dem Kerrschen Phänomen im Gebiete der Elektrostatik aufzufinden, hatte der Vortragende eine Reihe von Versuchen unternommen, die das Verhalten gewisser magnetischer Lösungen im Magnetfelde zum Gegenstand hatten und ihn zur Konstatierung dreier neuer Erscheinungen, nämlich der magnetischen Doppelbrechung, des magnetischen Dichroismus und einer von ihm als bimagnetisch bezeichneten Drehung der Polarisationsebene des Lichtes führten. Die magnetische Doppelbrechung wurde auf folgende Weise beobachtet. In einem Magnetfeld, dessen Intensität bis auf 18000 Einheiten gebracht werden konnte, befand sich senkrecht zu den Kraftlinien zwischen gekreuzten Nicols eine 7 cm lange, an den Enden von planparallelen Glasplatten verschlossene Glasröhre, welche die magnetische Lösung (Eisenchlorid oder dialysiertes Eisenoxydhydrat) enthielt und von den Strahlen einer Bogenlampe oder einer Glühlampe durchsetzt wurde. War die Polarisationsebene des Lichtes parallel oder normal zu den Kraftlinien, so blieb auch bei Erregung des Magnetfeldes das Gesichtsfeld dunkel; bildete dagegen die Polarisationsebene mit den Kraftlinien einen Winkel von 45^0, so wurde, wenn die Röhre eine der im folgenden zu beschreibenden aktiven Lösungen enthielt, bei Erregung des Magneten das Gesichtsfeld erhellt; dasselbe wurde wieder dunkel, wenn man eine zwischen der Röhre und dem analysierenden Nicol befindliche Glasplatte bei gewissen Lösungen senkrecht, bei anderen parallel zu den Kraftlinien komprimierte. Das Verhalten dieser Lösungen gleicht also demjenigen der optisch-einachsigen Krystalle, und zwar entspricht der erstere Fall demjenigen der positiven, der letztere demjenigen der negativen Krystalle.

Der positive Effekt fand sich, freilich in sehr geringem Grade, bei frisch bereitetem Eisenchlorid; der Gangunterschied zwischen dem ordentlichen und dem ausserordentlichen Strahl betrug bei der geschilderten Anordnung in einem Felde von 18000 Einheiten nur 2—3 Hundertstel Wellenlänge. Ungleich stärkere Effekte zeigte das dialysierte oder kolloidale

Eisenoxyd, doch war das Verhalten desselben nicht bei allen Proben das gleiche, sondern es kamen folgende Typen vor: 1. deutliche positive Doppelbrechung, mit der Feldstärke wachsend; durch Kompression eines Glasstückes parallel zu den Kraftlinien lässt sich dieselbe stets kompensieren. 2. Negative Doppelbrechung, im übrigen Verhalten wie bei No. 1; die Doppelbrechung wird durch Kompression eines Glasstückes senkrecht zu den Kraftlinien kompensiert. 3. Bei geringer Feldstärke ist die Doppelbrechung positiv, sie nimmt aber mit wachsender Feldstärke ab; bei einem gewissen Werte dieser letzteren verschwindet sie und tritt jenseits des Umkehrpunkts mit entgegengesetztem Vorzeichen wieder auf; von da an steigt sie mit der Feldstärke regelmässig. 4. Schwache magnetische Doppelbrechung mit gleichzeitiger bimagnetischer Rotation. Von dieser wird später die Rede sein.

Ob der eine oder andere dieser vier Typen erhalten wird, hängt von der Herkunft und Bereitungsweise, mehr noch aber von dem Alter des Präparats oder des Rohmaterials ab. Wird Eisenchlorid mit Ammoniak teilweise gefällt, der Niederschlag im überschüssigen Chlorid gelöst und die Lösung dialysiert, so erhält man den 1. Typus; die Doppelbrechung einer Lösung von 1,002 spez. Gew. betrug im Maximum für gelbes Licht 0,12 λ; auch das im Handel erhältliche dialysierte Eisenhydrat gehört, wenn es nicht zu frisch bereitet ist, diesem Typus an. Alte Proben des Bravaisschen Eisenpräparats und eines ähnlichen von Carlo Erba in Mailand zeigten dagegen den zweiten und dritten Typus. Die negative Doppelbrechung ist ungleich stärker als die positive und erreicht für grünes Licht 12 Wellenlängen; die Erscheinung lässt sich, wenn man von der geringen positiven Doppelbrechung in schwachen Feldern absieht, durch die Formel

$$\beta = K \frac{l(\delta - 1) H^2 \lambda^2_{Na}}{\lambda^2},$$

in welcher β den Betrag der Doppelbrechung, l die Dicke der Schicht, δ die Dichte der Flüssigkeit, H die Feldstärke, K eine Konstante und λ bezw λNa die Wellenlänge des betreffenden Lichtes und der Natriumflamme bezeichnet, angenähert darstellen. Für das alte Bravaissche Präparat fand sich die Konstante $K =$ -0,0000048; Präparate mit einem absoluten Betrag von $K < 2 \cdot 10^{-8}$ gelten als inaktiv. Chemisch unterscheiden sich die alten von den jüngeren Präparaten dadurch, dass der Niederschlag, den Salpetersäure zunächst in allen hervorruft, sich bei den ersteren langsamer und schwerer wieder auflöst als bei den letzteren. Versuche, bei denen die durch eine Drahtspule geführte Entladung einer Leydner Flasche das Magnetfeld erzeugte und der Funke der gleichen Entladung die Lichtquelle bildete, führten zu dem Ergebnis, dass zwischen der Entstehung des Magnetfeldes und dem Auftreten der Doppelbrechung kein merklicher Zeitunterschied vorhanden ist: die letztere beginnt gleichzeitig mit dem Aufleuchten des Funkens, also mit der Entladung. Mit Hilfe eines komprimierten Glases konnte nämlich auch in diesem Falle die durch das Magnetfeld hervorgebrachte Doppelbrechung kompensiert werden; dies wäre nicht möglich, wenn die Belichtung durch den Funken in einen Zeitpunkt fiele, in welchem die Doppelbrechung sich noch nicht entwickelt hätte.

Es war zu erwarten, dass die intensiv gefärbten Lösungen der aktiven Eisenpräparate im Magnetfeld die Erscheinung des Dichroismus zeigen würden. Der Redner hat diese Erwartung besonders an den stark gefärbten aktiven Präparaten des 3. Typus bestätigt gefunden. Wird die Flüssigkeit senkrecht zu den Kraftlinien des Magnetfelds von weissem Licht durchsetzt, so wird das Spektrum, das sich ohne Magnetfeld vom Rot bis zum Grün erstreckt und namentlich am grünen Ende ziemlich scharf begrenzt ist, glänzender und breiter. Diese Erscheinung tritt, ausser beim Umkehrpunkt, immer auf. Durch ein Nicol mit dem Hauptschnitt parallel zu den Kraftlinien betrachtet, zeigt sich bei geringeren Feldstärken, für welche die Doppelbrechung positiv ist, eine geringe Abnahme der Lichtstärke und das Spektrum zieht sich etwas zusammen; bei grösserer Feldstärke, jenseits des Umkehrpunktes, tritt eine erhebliche Zunahme der Lichtstärke und Verbreiterung des Spektrums ein. Die Erscheinungen sind entgegengesetzt, wenn der Hauptschnitt des Nicols senkrecht zu den Kraftlinien liegt. Aus diesen Thatsachen ergiebt sich, dass das Licht, welches eine aktive Flüssigkeit im Magnetfeld senkrecht zu den Kraftlinien des letzteren passiert, polarisiert wird und zwar steht die Polarisationsebene bei positiver Doppelbrechung parallel, bei negativer senkrecht zu den Kraftlinien.

Parallel zu den Kraftlinien des Feldes (unpolarisiertes Licht) sind die Verhältnisse einfacher: bei positiver Doppelbrechung vermehrte Lichtstärke und verbreitertes Spektrum, bei negativer umgekehrt. Bei positiver Doppelbrechung erleidet also ein Strahl, der die aktive Flüssigkeit parallel zu den Kraftlinien durchsetzt, eine geringere Absorption als ein Strahl, der senkrecht zu den Kraftlinien fortschreitet und dessen Polarisationsebene zu den letzteren senkrecht steht. Bei negativer Doppelbrechung findet das Entgegengesetzte statt.

Das Verhalten der aktiven Flüssigkeiten gleicht somit demjenigen einachsiger, mit Dichroismus behafteter Krystalle; sowohl bei der positiven wie bei der negativen Doppelbrechung

ist die langsamere Welle diejenige, die die stärkere Absorption erleidet. Quantitative Messungen zeigen ferner, dass bei negativer Doppelbrechung Schwingungen, die sich parallel den Kraftlinien fortpflanzen, ebenso stark absorbiert werden, wie Schwingungen, die normal zu den Kraftlinien fortschreiten und deren Polarisationsebene zu den letzteren parallel ist. Wahrscheinlich ist auch bei positiver Doppelbrechung das gleiche der Fall.

Im Verlauf seiner Untersuchungen über die bimagnetische Doppelbrechung ist der Redner ferner auch auf eine dritte neue Erscheinung gestossen, die er als bimagnetische Rotation der Polarisationsebene bezeichnet, um anzudeuten, dass ausser der Wirkung des Magnetfeldes und besonderen molekularen Eigenschaften der aktiven Substanz auch die magnetischen Eigenschaften dieser letzteren an der Erscheinung beteiligt sind. Der Redner beobachtete nämlich, dass im Magnetfeld gewisse Eisenlösungen, wenn sie senkrecht zur Feldrichtnng von einem polarisierten Lichtstrahl durchsetzt werden, dessen Polarisationsebene zu den Kraftlinien weder parallel noch senkrecht ist, eine Drehung der Polarisationsebene veranlassen. Von der Faradayschen Drehung der Polarisationsebene eines parallel zu den Kraftlinien fortgepflanzten Lichtstrahls unterscheidet sich die von Majorana beobachtete Drehung auch dadurch, dass sie von der Feldrichtung unabhängig ist. Am besten zeigt sich die Erscheinung, wenn die Polarisationsebene des polarisierenden Nicols mit der Feldrichtung einen Winkel von 45^0 einschliesst. Wird dann, nachdem der Analysator auf Dunkelheit gestellt ist, der Magnet erregt, so erhellt sich das Gesichtsfeld und kann durch eine Drehung des Analysators wieder auf Dunkelheit gebracht werden. Je nachdem der neue Winkel zwischen der grösseren Diagonale des Nicols und den Kraftlinien dann grösser oder kleiner ist als 45^0, bezeichnet Majorana die Rotation als positiv oder negativ. Der Redner hatte die geschilderte Eigenschaft zuerst zufällig, aber nur vorübergehend, an einer alten Lösung von Eisenchlorid wahrgenommen; zur Darstellung geeigneter Flüssigkeiten giebt er verschiedene Verfahren an, die im wesentlichen darauf hinauslaufen, reines Eisenchlorid mit Eisenstücken, die durch vorherige Behandlung mit Säuren und Trocknenlassen an der Luft schwach oxydiert sind, für eine gewisse Zeit in Berührung zu bringen. Zumeist zeigen diese Flüssigkeiten den negativen Effekt; der positive wurde nur unter gewissen, noch nicht näher festgestellten Bedingungen erhalten; der eine wie der andere verliert schon nach wenigen Stunden stark an Intensität und ist am Tage nach der Herstellung der Flüssigkeit fast ganz erloschen. Die Drehung der Polarisationsebene ist für die verschiedenen Farben ungleich gross; ein genaueres Studium der Dispersion war jedoch noch nicht möglich. Für einfarbiges Licht zeigt sich, dass die Drehung der Dicke der Flüssigkeitsschicht proportional ist; mit zunehmender Feldstärke wächst dieselbe zunächst rasch, dann langsamer und wird schliesslich nahezu konstant.

Nach Voigt hätte die geschilderte Erscheinung ihre Ursache in dem gleichzeitigen Bestehen einer geringen magnetischen Doppelbrechung und eines starken magnetischen Pleochroismus; indessen hat der Vortragende dieselbe auch bei völligem Fehlen der Doppelbrechung gefunden. Nach dem Redner genügt zur Erklärung derselben die einfache Annahme einer verschieden starken Absorption der zur Feldrichtung parallelen und normalen Komponente der Lichtschwingung. Versuche betreffs des Zusammenhanges von bimagnetischer Rotation und magnetischer Doppelbrechung haben noch nicht zu einem einheitlichen Ergebnis geführt.

Im Anschluss an den interessanten Vortrag von Majorana macht Sella (Rom) eine kurze Mitteilung über Versuche, die er unternommen hatte, um die zur magnetischen Doppelbrechung reziproke Erscheinung aufzufinden. Nach der theoretischen Behandlung, die Voigt von der magnetischen Doppelbrechung gegeben hat, müsste nämlich eine Substanz, die diese Erscheinung darbietet, eine Veränderung ihrer magnetischen Permeabilität erleiden, wenn sie, ohne sich in einem Magnetfeld zu befinden, von einem Lichtstrahl durchsetzt wird. Die Versuche zum Nachweis dieser Erscheinung hatten indessen noch kein positives Ergebnis.

Über die akustischen Erscheinungen der Kondensatoren sprach Righi (Bologna) unter Vorführung von Experimenten. Durch die Duddellsche Publikation über den singenden Lichtbogen[1]) wurde der Redner auf die Frage geführt, ob ähnliche Töne auch mit Hilfe von Flammen zu erzielen seien. Der Versuch gelang anscheinend; es wurde ein Ton hörbar, dessen Intensität gering war, aber bedeutend zunahm, wenn in einen der zum Kondensator führenden Drähte ein Telephon eingeschaltet wurde. Bald zeigte es sich jedoch, dass die beobachtete Erscheinung von der von Duddell beschriebenen wesentlich verschieden war und sich nur unter gewissen besonderen Umständen derselben näherte. Es wurde deshalb eine eingehende Untersuchung notwendig, die der Redner mit Hilfe der folgenden Versuchsanordnung vornahm. Als Stromquelle diente eine Batterie von 300—500 kleinen Akkumulatoren, die durch einen Flüssigkeitswiderstand hindurch, dessen Grösse auf einfache Weise zwischen 3.10^4 und 8.10^5 Ohm variiert werden konnte, mit der

1) The Electrician **46**, 269—273 und 310—313, 1900; diese Zeitschrift **2**, 425—427 und 440—442, 1901.

Flamme oder der Entladungsröhre verbunden war. Parallel zu der letzteren war ein Kondensator geschaltet, dessen einer Zuführungsdraht bei manchen Versuchen ein Telephon enthielt. In einigen Fällen wurde ein Glimmerkondensator von 0,05—1 Mikrofarad Kapazität benutzt, in andern Fällen bestand der Kondensator aus zwei Metallplatten, die entweder wie bei dem bekannten Apparat vertikal und parallel zu einander aufgestellt oder in horizontaler Lage durch Papier voneinander getrennt waren und mit Hilfe von Schrauben in verschiedene Entfernung voneinander gebracht werden konnten. Die meisten Versuche wurden, da die Erscheinungen mit Flammen zwar wesentlich die gleichen waren, aber doch weniger regelmässig ausfielen und rauhere Töne ergaben als bei Verwendung von Entladungsröhren, mit diesen letzteren vorgenommen. Beinahe jede Geisslersche Röhre ist brauchbar, wenn die elektromotorische Kraft, der Widerstand u. s. w. entsprechend reguliert werden; am besten geeignet erwiesen sich jedoch Röhren mit Luft von 5—10 mm Druck und einer Elektrode aus Platindraht und einer 1 mm darunter befindlichen Aluminiumscheibe oder Quecksilberfläche als zweiter Elektrode. Vermittelst einer einfachen Schaltvorrichtung konnten endlich sowohl in den Hauptkreis (Batterie-Widerstand-Entladungsröhre) als auch in den aus dem Kondensator und der Entladungsröhre bestehenden Nebenkreis Spulen von verschiedener Selbstinduktion eingeschaltet werden. Abweichend von Duddell stellte indessen der Redner seine Versuche zunächst ohne diese Spulen an. Er vernahm dann einen Ton, der von dem in den Kondensatorkreis eingeschalteten Telephon oder bei Fehlen desselben mit geringerer Intensität auch von dem Kondensator oder der Entladungsröhre auszugehen schien. Die Höhe des Tones zeigte sich von der Entladungsröhre und dem Drucke in derselben abhängig; ferner stieg sie mit Zunahme der E. M. K. der Batterie und mit Abnahme der Kapazität des Kondensators oder des Widerstandes im Hauptstromkreise; kontinuierliche Änderungen eines dieser 3 Faktoren waren von kontinuierlichen Änderungen der Tonhöhe begleitet. Die Entstehung dieses Tones hat man sich nach dem Redner in folgender Weise zu denken: Wird der Hauptstromkreis geschlossen, so geht durch die Entladungsröhre zunächst noch kein Strom; durch die zum Kondensator führenden Drähte fliesst dagegen ein Ladungsstrom, der in Anbetracht des hohen, in die Leitung eingeschalteten Flüssigkeitswiderstandes sicher keinen oszillatorischen Charakter hat und zwischen den Belegungen des Kondensators eine wachsende Potentialdifferenz hervorruft. Wenn diese einen gewissen Betrag erreicht hat, entlädt sich der Kondensator; sein Entladungsstrom verteilt sich auf die zur Batterie führenden Leiter und die Entladungsröhre, erreicht aber, noch bevor der Kondensator seine Ladungen vollständig abgegeben hat, ein Ende, wenn die Potentialdifferenz unter einen gewissen Betrag gesunken ist, worauf dann eine neue Ladung beginnt. Die abwechselnde Ladung und Entladung des Kondensators ruft in dem gasförmigen Dielektrikum desselben eine periodische elektrische Kontraktion hervor, welche sich in einem Tone von entsprechender Höhe kundgiebt. Eine mathematische Diskussion des Ladungs- und Entladungsvorganges führt den Redner unter der Annahme, dass die Selbstinduktionen der verschiedenen Zweige vernachlässigt werden können, zu einer angenäherten Beziehung

$$T = CR \log \frac{E - U_0}{E - U} + C(R_1 + R_2) \log \frac{U}{U_0}$$

zwischen der Periode T der Schwingungen, der elektromotorischen Kraft E der Batterie, der Kapazität C des Kondensators, den Widerständen R, R_1 und R_2 im Batteriezweige, im Zweige der Entladungsröhre und des Kondensators, und den Grenzen U und U_0, zwischen denen die Potentialdifferenz an den Elektroden der Röhre variiert. Die aus dieser Formel sich ergebenden Schlussfolgerungen stehen mit den Beobachtungen und der angeführten Auffassung des Vorgangs in Einklang. Auch quantitativ wird die von der Formel geforderte Änderung der Schwingungszahl mit dem Widerstand R durch die Beobachtung bestätigt.

Von den bisher betrachteten Erscheinungen, welche dann auftreten, wenn im Stromkreise keine oder nur geringe Selbstinduktionen vorhanden sind, und welche durch die kontinuierliche Änderung der Tonhöhe mit der E. M. K. der Batterie charakterisiert sind, ist die von Duddell beschriebene Erscheinung des tönenden Lichtbogens durchaus verschieden. Denn die ersteren kommen, wie wir schon sahen, durch die in raschem Wechsel sich wiederholende Ladung und Entladung des Kondensators zu stande, wogegen bei dem Duddellschen Phänomen, das an das Vorhandensein einer Selbstinduktion im Stromkreise geknüpft ist, die Tonhöhe durch die Periode der im Kondensatorkreise stattfindenden elektrischen Schwingungen bestimmt wird. Es war jedoch anzunehmen, dass man, von der ersten Erscheinung ausgehend, durch Vermehrung der Selbstinduktionen, namentlich im Kondensatorkreise, also durch schrittweise Annäherung an die Bedingungen, die dem Duddellschen Versuche entsprechen, dem tönenden Lichtbogen immer ähnlichere Erscheinungen erhalten würde. Die mathematische Behandlung führt hier zu Formeln, die für eine Diskussion an der Hand

des Experiments zu kompliziert sind, und auch die Beobachtung hat statt der schrittweisen Übergänge eigentümliche und unerwartete Resultate zu Tage gefördert. Durch Einführung einer Selbstinduktion in den Hauptkreis unter Konstanthaltung des Widerstandes wurde die Schwingungszahl erhöht, und zwar um so mehr, je kleiner die Kapazität des Kondensators war; ein geringer Widerstand im Hauptkreise war der Erscheinung ebenfalls günstig. In gewissen, noch nicht genau definierten Fällen trat allerdings die entgegengesetzte Wirkung ein. Einführung einer Selbstinduktion in den Nebenkreis hatte dagegen in allen Fällen eine Abnahme der Schwingungszahl zur Folge; je grösser die Induktanz der Spule, desto stärker war der Effekt; ein Bündel Eisendrähte, das in die Spule gesteckt wurde, setzte die Schwingungszahl noch mehr herab. Eine kontinuierliche Vermehrung des Widerstandes im Hauptkreise erzeugte unter diesen Umständen zuerst eine kontinuierliche, dann eine sprungweise Abnahme der Tonhöhe, darauf wieder eine kontinuierliche Änderung, einen neuen Sprung und so weiter. Unter anderen Verhältnissen wurden, wie die Hörer sich überzeugen konnten, förmliche Triller hervorgebracht. Die Einführung einer Selbstinduktion hat also ganz verschiedene Wirkungen, je nachdem sie in den Haupt- oder den Nebenkreis erfolgt; die Beobachtung zeigt, dass der Ton im letzteren Falle viel tiefer ist. Ein Unterschied besteht ja auch insofern, als der Einfluss der Selbstinduktion im ersteren Falle wesentlich auf die Periode der Ladung des Kondensators beschränkt ist, im letzteren Falle dagegen sich auch auf die Periode der Entladung erstreckt. Durch Wiedergabe von Stromkurven, die vermittelst der Braunschen Röhre erhalten und photographisch aufgenommen worden waren, wurden beide Fälle eingehend illustriert.

Die Schlusssitzung am Nachmittag des 8. September war teils der Beratung über Fragen des Unterrichts und der Stellung der Unterrichtenden, teils geschäftlichen Angelegenheiten gewidmet. Die Neuwahl des Präsidiums ergab Battelli (Pisa) als ersten, Cardani (Parma) als stellvertretenden Vorsitzenden. Als Versammlungsort für das nächste Jahr ist eine Stadt des Südens, wahrscheinlich Palermo, in Aussicht genommen.

(Eingegangen 17. Oktober 1902.)

BESPRECHUNGEN.

J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. gr. 8°. 509 S. Mit 144 Abbildungen. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1902. M. 12.— (geb. M. 13.—).

Die theoretischen Vorstellungen von dem elektrischen Verhalten der Gase haben sich in den letzten 20 Jahren in immer schnellerem Tempo entwickelt.

Seit W. Giese 1882 die elektrische Leitung durch Flammengase als verwandt mit der durch Elektrolyte erkannte, ist, besonders nach Entdeckung der Röntgen- und Becquerelstrahlen der Fortschritt in experimenteller und theoretischer Beziehung mächtig beschleunigt worden.

Schon beginnen die auf dem neu erschlossenen Gebiete ausgebildeten Begriffe auf unsere Vorstellungen von der Natur der Elektrizität und der Materie zurückzuwirken, die Grundlehre von der Unveränderlichkeit des chemischen Atoms scheint erschüttert. Bei der stetig zu immer festerer Geschlossenheit fortgeschrittenen Entwicklung der Ionentheorie der Elektrizität in Gasen ist eine durchgreifende Änderung ihrer Anschauungen in absehbarer Zeit nicht zu erwarten.

Man wird daher dem Verfasser durchaus darin beistimmen, dass seine Arbeit durch die Zeit gefordert war. Ist ja doch schon im Jahre 1897 ein Teil dieses Gebietes durch J. J. Thomson in zusammenfassender Weise dargestellt.

Die Abgrenzung des Stoffes geschah in der Art, dass alle diejenigen Erscheinungen als in den Rahmen des Buches fallend betrachtet wurden, die „an den freien Elektrizitätsteilchen in einem Gase sich abspielen."

Nach einer kurzen Zusammenstellung der experimentellen Hilfsmittel zur Untersuchung des elektrischen Verhaltens der Gase werden die Grundbegriffe der Ionenhypothese, die elektrischen Elementarquanta und ihre Beziehungen zur Masse und zum freien Äther eingeführt, dabei wird die Konstitution der radioaktiven Elemente als labiler Verbindungen elektrischer Elementarquanta mit grossem Vorrate von innerer Energie schon andeutungsweise gestreift.

Der zweite Teil behandelt die Zerlegung der neutralen Gasteilchen in Ionen, die Ionisierung, sowie die bei Kontakt mit fremden Körpern mögliche Einwanderung von Ionen der einen Art, die Elektrisierung der Gase. Der Ionisierung, dem Zerfalle der neutralen Moleküle oder Atome, steht die Molisierung, die Wiedervereinigung der Ionen zu neutralen Massenteilchen, der Elektrisierung, dem Eindringen fremder Ionen von aussen her die

Ionenadsorption gegenüber, d. h. die Bindung von Ionen an den das Gas begrenzenden Flächen. Unter den Quellen der Ionisierung wird ausser den bekannten äusseren Ursachen (Temperatur, ultraviolettem Licht, Röntgen- und Becquerelstrahlen, chemischen Vorgängen) in ausführlicher Weise die durch den Stoss der Ionen erfolgende behandelt, an deren Erforschung der Verf. ja besondern Anteil genommen hat. Der dritte Teil ist im wesentlichen der Charakteristik der „selbständigen", d. h. durch Ionenstoss eingeleiteten und unterhaltenen Ströme gewidmet; es ist überraschend zu sehen, mit welcher Vollständigkeit und inneren Wahrscheinlichkeit die so verwickelten Erscheinungen dieses Bereiches von der Theorie dargestellt werden.

Der vierte Teil handelt zunächst von den Konstanten der Ionen, der Leitfähigkeit in Gasen, der Ionengeschwindigkeit, der Ionisation, der Ladung und Masse. Hieran schliessen sich die aus früheren Veröffentlichungen des Verfassers z. T. schon bekannten Erörterungen über die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für durchströmte Gase. Die Elektrizitätsbewegung wird so lange als dem Ohmschen Gesetze entsprechend angesehen, als die Geschwindigkeit der Ionen proportional der an ihrem Orte wirkenden Kraft ist. Sobald dagegen die Ionen mit der an Orten grösserer Kraft auf frei durchlaufener Weglänge erworbenen Geschwindigkeit in Räume kleinerer elektrischer Kraft eindringen, hört die Giltigkeit des Ohmschen Gesetzes auf, Stromlinien und Kraftlinien fallen nicht mehr zusammen. Das Gebiet der hierdurch hervorgerufenen Erscheinungen, das der Ionenstrahlen (Teil 5), ist als gleichberechtigtes Gegenstück zu der Lehre von den Ohmschen Strömungen anzusehen. Die Strahlen negativer Ionen sind mit den Kathodenstrahlen identisch; es wird ihr Verhalten im elektrischen und magnetischen Felde besprochen, das daraus berechnete Verhältnis von Ladung zur Masse, sowie ihre Zerstreuung und Umwandlung beim Eindringen in ein materielles Medium. Die Kanalstrahlen sind als aus positiven Ionen gebildet zu denken. Teil 6 enthält die ponderomotorischen Vorgänge in ionisierten Gasen, die Quinckeschen Rotationen, die Crookesschen Räder u. a. Kontaktkräfte zwischen neutralen Molekülen und Ionen führen zur Bildung von Molionen, d. h. Ionen mit relativ grosser Masse. Im Zusammenhange hiermit wird die Kondensation von Wasserdampf an den freien Ionen behandelt. Es folgt die Einwirkung eines Magnetfeldes auf elektrische Ströme in Gasen, die Ablenkung der Strombahn, die Widerstandsvermehrung, der Halleffekt in Flammengasen. Der letzte Teil handelt von den thermischen, optischen und chemischen Wirkungen von Gasionen. Neben der Lichtemission, der Ausstrahlung kohärenter Wellen durch die Schwingungen der Elektronen im Atome, erscheint auch die Erregung von Ätherimpulsen bei plötzlicher Geschwindigkeitsänderung eines Ionenstrahles möglich; als solche werden die Röntgenstrahlen aufgefasst. —

Von dem reichen Inhalte des Werkes, in dem in der That alles auf dem Gebiete der Elektrizität in Gasen Geleistete umfasst wird, vor allem von der übersichtlichen Gliederung und logischen Durchdringung des gewaltigen Stoffes, zu der die Nomenklatur z. T. erst geschaffen werden musste, kann unser flüchtiger Überblick keinen Begriff geben. Das Buch stellt eine Leistung dar, der gegenüber es von geringer Bedeutung ist, wenn an einzelnen Stellen die Ausführungen des Verfassers anfechtbar sein werden. Die Zuversicht, die der Besitz einer leistungsfähigen Theorie gewährt, führt ja begreiflicherweise dazu, thatsächlich noch bestehende Schwierigkeiten, in denen vielleicht der Keim weiterer Erkenntnis verborgen liegen mag, zu unterschätzen. Wenn auch auf manche solche Schwierigkeiten und Lücken ausdrücklich hingewiesen wird, so ruft die Darstellung doch leicht den Eindruck hervor, als sei der noch ungeklärte Rest von unwesentlicher Bedeutung. Naturgemäss ist diese Empfindung bei dem Referenten am stärksten dort hervorgetreten, wo von Dingen die Rede ist, die ihm spezieller vertraut sind. (So scheint z. B. das Erlöschen der induzierten Radioaktivität doch schwerlich darauf zurückführbar, dass von dem aktivierten Körper radioaktive Gasteilchen wegdiffundieren (S. 91). Auch die an sich klar dargestellte Auffassung von dem Wesen des photoelektrischen Vorganges (S. 112—113) lässt nicht erkennen, wieviel doch bei dieser Erscheinung, insbesondere was ihren Zusammenhang mit der Metallreflexion betrifft, noch zu erforschen übrig bleibt.)

Einem jeden grösseren Abschnitt ist die zugehörige Litteratur ohne Angabe der speziellen Titel der Abhandlungen vorangestellt, dabei sind diejenigen Arbeiten, die nach dem Urteile des Verf. den Gegenstand am erschöpfendsten und zweckmässigsten behandeln, durch ein Kreuz gekennzeichnet. Citate im Texte finden sich seltener. Hierdurch ist entsprechend der Absicht des Verfassers eine feste Geschlossenheit der Darstellung erreicht, allerdings auf Kosten der Brauchbarkeit des Buches zur Einführung in das Studium der Originalarbeiten. Im Interesse des letzteren Zweckes wäre eine Vermehrung der in den Text eingeschalteten Hinweise zu wünschen.

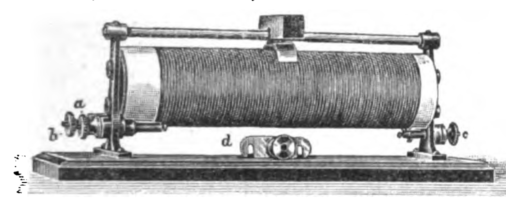
H. Geitel.

(Eingegangen 13. Oktober 1902.)



Gebr. Fentzloff, Ein neuer Schieberwiderstand.

Einen neuen induktionsfreien Schieberwiderstand bringen die Gebrüder Fentzloff, Frankfurt a. M., Schweizerstrasse 82, in den Handel. An Stelle einer Drahtwicklung enthält der Porzellancylinder zwei Wicklungen nebeneinander, die an dem einen Ende separiert an den Klemmen *a* und *b*, an dem anderen gemeinsam an Klemme *c* endigen. Der Schieber stellt da, wo er einsteht, eine Verbindung der beiden Wicklungen her. Führt man den Strom bei *a* zu, bei *b* fort, so hat man die vom



Schieber abgegriffenen Drahtlängen induktionsfrei hintereinander verfügbar. Verzichtet man auf die Induktionslosigkeit, so kann man die Klemmen *a* und *b* mit dem Bügel *d* verbinden und in beiden Wicklungen parallel, also mit doppelter Strombelastung benutzen. Die Widerstände werden für sehr verschiedene Maximalwerte und entsprechende Strombelastung hergestellt (PreisM. 36.—) und sind wie die früheren der Firma sehr gut ausgeführt. Sie stellen fraglos eine wertvolle Bereicherung der Laboratoriumshilfsmittel dar. H. Th. Simon.

(Eingegangen 3. Oktober 1902.)

E. Warburg, Über die kinetische Theorie der Gase. Festrede. gr. 8. 32 S. Berlin, August Hirschwald. 1901. Mk. — 80.

Seit A. Kundts leider so früh verklungenen Vorlesungen ist die elementare Gastheorie nicht mehr so lichtvoll und geistreich dargestellt worden, wie in dieser formvollendeten Festrede. Warburg gehört ja auch unter die Klassiker jener Zeit, da man um die kinetische Gastheorie kämpfte, etwa wie heute um die Elektronentheorie. Mit Kundt hat er die berühmte Bestimmung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen am Quecksilberdampf ausgeführt; mit Kundt hat er die nicht minder klassischen Untersuchungen über die innere Reibung verdünnter Gase durchgeführt, und in seinem Institute sind kürzlich durch Herrn v. Smoluchowski die entsprechenden schon damals gezogenen Folgerungen für die Wärmeleitung verdünnter Gase geprüft worden, dass nämlich eine mit zunehmender Gasverdünnung wachsende endliche Temperaturdifferenz zwischen einer Wand und dem sie berührenden Gase bestehen muss. — Die lapidare Klarheit des Denkens, die zu den Fragestellungen jener Arbeiten führte, findet sich hier also von einem, der mitgerungen hat und dabei war, dargestellt, in der echt populärwissenschaftlichen Weise, in der Tyndall, Helmholtz, E. Mach Meister und Vorbilder sind.

Die Einleitung verbreitet sich in allgemeiner Weise über die erkenntnistheoretische Bedeutung der Hypothesen, der „künstlerischen Bilder, die sich das menschliche Gemüt von dem Unfassbaren, Unbegreifbaren macht." Unsere Theorien und Hypothesen werden hier von Warburg direkt mit den Erzählungen von der Erschaffung der Welt in eine Linie gestellt, „wie sie in grossartiger Einfachheit von gottbegnadeten Naturen als Mittel zur Stillung jener Sehnsucht gegeben wurden." Ich meine, hier werden die meisten Physiker doch protestieren. So wahr und schön es ist, die theoretische Bildnerarbeit der Forschung als „eine der höchsten Äusserungen menschlicher Kunst" anzusprechen, so wenig scheint mir jene Parallele gelten zu dürfen. Unsere Theorien sind doch mehr wie Mythologien. Mythologien sind die Erdichtungen unkontrollierbarer Erfahrungen des Menschengeschlechts, unsere Theorien die Verdichtungen aller bewussten Menschenerfahrung zu einem lebenden Erinnerungsbilde, welches jede Erfahrung jederzeit zu reproduzieren und zu wiederholen gestattet. Mythologien extrapolieren in Gebiete hinein, die der Erfahrungskontrolle unzugänglich sind; unsere Theorien interpolieren (Kirchhoffs „Beschreiben"), wenigstens dürfen sie nur insoweit extrapolieren, als sie durch die Erfahrung verifiziert werden können.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 16. August 1902.)

A. Lanner, Naturlehre. Bearbeitet für die oberen Klassen der Mittelschulen. gr. 8. 377 Seiten mit einer Spektraltafel und 4 meteorologischen Karten. Wien und Stuttgart, J. Rothsche Verlagsbuchhandlung. 1902. 4,50 M. (geb. 5,20 M.).

Auf durchaus wissenschaftlicher Basis stehend bietet das Lehrbuch bei reicher Stofffülle und klarer, einem reichen Wissen entsprungenen Darstellung in der Hand eines tüchtigen Lehrers ein treffliches Hilfsmittel für den physikalischen Unterricht an höheren Lehranstalten. Neben anschaulicher experimenteller Begründung findet der Lernende überall auch eine strenge mathematische Formulierung und Ableitung der einschlägigen physikalischen Gesetze. Nirgends haben wir schiefe Auffassungen bemerkt, wie man sie so oft in ähnlichen Lehrbüchern begegnet. Die Abbildungen sind schematisch gehalten, stets aber erfüllen sie ihren Zweck,

da sie strenge aus dem Gedankengange des Textes hervorgegangen sind.

Ein Abriss der Chemie, den das Buch bringt, ist reichhaltig und wenn auch dogmatisch so doch im modernen Sinne gehalten. Derselbe führt auch in die Anfänge der organischen Chemie ein. Recht erfreulich ist ferner eine kurze aber abgerundete Darstellung der Geophysik, die den meisten neueren Lehrbüchern noch fehlt. In der Wellenlehre lehnt sich der Verfasser deutlich an Machs Leitfaden der Physik an. Es wäre wünschenswert gewesen, wenn auch die energetische Behandlungsweise dieses grössten Pädagogen auf physikalischem Gebiete ausgiebiger benutzt wäre. Wohl wird ziemlich am Anfang schon, der Arbeitsbegriff eingeführt; im Grunde aber bleibt er ziemlich leer und unbenutzt. Daher ist auch, namentlich in der Elektrostatik das Potential ein mehr oder weniger starrer Rechenbegriff, der durch das methodische Experiment sich nicht erschliesst. Etwas mehr Demonstrationsmaterial, woran die Neuzeit ja so reich ist, könnte das Buch überhaupt vermitteln. Behrendsen.

(Eingegangen 3. August 1902.)

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Die Fortschritte der Physik im Jahre 1901. Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft. Siebenundfünfzigster Jahrgang. Zweite Abteilung. Enthaltend Physik des Äthers. Redigiert von Karl Scheel. gr. 8. LXIV u. 810 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. M. 30,—.

Greinacher, Heinrich, Einführung in die Theorie der Doppelbrechung. Elementar-geometrisch dargestellt. Eine Ergänzung zu den physikalischen Lehrbüchern. Mit zahlreichen Figuren. 8. 64 S. 1902. Leipzig, Veit & Co. M. 1,20.

Heun, Karl, Formeln und Lehrsätze der allgemeinen Mechanik in systematischer und geschichtlicher Entwickelung. Mit 25 Figuren im Text. 8. VIII u. 112 S. 1902. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagsbuchhandlung. Geb. M. 3,50.

van't Hoff, J. H, Acht Vorträge über physikalische Chemie, gehalten auf Einladung der Universität Chicago 20.—24. Juni 1901. Mit in den Text eingedruckten Abbildungen. 8. IV u. 81 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. M. 2,50.

Jahrbuch der Chemie. Bericht über die wichtigsten Fortschritte der reinen und angewandten Chemie. Herausgegeben von Richard Meyer. XI. Jahrgang. 1901. gr. 8. XII u. 548 S. 1902. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. Gebunden in Leinen M. 15,—, in Halbfranz M. 16,—.

Jahrbuch für Photographie und Reproductionstechnik für das Jahr 1902. Unter Mitwirkung hervorragender Fachmänner herausgegeben von Josef Maria Eder. Sechzehnter Jahrgang. Mit 351 Abbildungen im Texte und 29 Kunstbeilagen. kl. 8. IX u. 756 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 8,—.

Johannesson, P., Physikalische Grundbegriffe. Mit 54 Fig. auf 3 lithographierten Tafeln. 8. 55 S. 1902. Berlin, Julius Springer. Kartonniert M. 1,40.

Kausch, Oscar, Die Herstellung und Verwendung von flüssiger Luft. Unter besonderer Berücksichtigung der Patentlitteratur zusammengestellt. Mit 32 Abbildungen. kl. 8. II u. 129 S. 1902. Weimar, Carl Steinert. M. 1,60.

Kleiber, Johann, Lehrbuch der Physik. Zum besonderen Gebrauche für technische Lehranstalten sowie zum Selbststudium. Im Vereine mit B. Karsten. Mit zahlreichen Figuren, durchgerechneten Musterbeispielen und Übungsaufgaben samt Lösungen. 8. VIII u. 352 S. München, R. Oldenbourg. Gebunden M. 4,—.

Klein, F., Anwendung der Differential- und Integralrechnung auf Geometrie, eine Revision der Principien. Vorlesung, gehalten während des Sommersemesters 1901. Ausgearbeitet von Conrad Müller. gr. 8. VIII u. 468 S. 1902. Leipzig, in Kommission bei B. G. Teubner. M. 10,—.

Lorenz, Hans, Lehrbuch der technischen Physik. Band I: Technische Mechanik starrer Systeme. Mit 254 Abbildgn. 8. 42 Bogen. 1902. München, R. Oldenbourg. M. 15,—, gebunden M. 16,—.

Macdonald, H. M., Electric waves (being an adams prize essay in the university of Cambridge). 8. XIII u. 200 S. 1902. Cambridge, University Press.

Pictet, Raoul, Zur mechanischen Theorie der Explosivstoffe. kl. 8. 84 S. 1902. Weimar, Carl Steinert. M. 1,60.

Prasch, Adolf, Die Telegraphie ohne Draht. Mit 202 Abbildungen. 8. XV u. 268 S. 1902. Wien, A. Hartleben's Verlag. Gebunden M. 5,—.

Rheinberg, Julius, The common basis of the theories of microscopic vision treated without the aid of mathematical formulae. With 35 woodcuts. Reprinted from Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie. gr. 8. 35 S. 1902. Leipzig, S. Hirzel. M. 1.50.

Teichmüller, J., Sammlung von Aufgaben zur Übung im Entwerfen und Berechnen elektrischer Leitungen. 2. Aufl. gr. 4. 1902. Leipzig, S. Hirzel. kartonniert M. 9,—.

Tagesereignisse.

Die schon in früherer Zeit an der Göttinger Universität gehaltenen Technologischen Vorlesungen für Juristen sind in diesem Semester wieder in erweiterter Form aufgenommen worden. Es soll künftig gelesen werden: Im Winter: Einführung in die Elektrotechnik, für Juristen, 1 Stunde, von Prof. Simon. Im Sommer: Maschinenkunde, Bergbau und Transportwesen, für Juristen, 2 Stunden, von Prof. Lorenz. Auch an der Universität Halle wird in diesem Winter zum ersten Male gelesen: Einführung in die Elektrotechnik, für Juristen, von Prof. Schmidt, und zum zweiten Male: Einführung in die Maschinenlehre und Technologie, für Juristen, von Prof. Nachweh.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurde der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Münster Dr. R. v. Lilienthal und der a. o. Professor der Chemie an der Bergakademie in Freiberg Dr. Brunck zu ord. Professoren, der Laboratoriumsdirektor D. J. Sumec in Brünn zum a. o. Professor der allgemeinen und spez. Elektrotechnik a. d. böhm. technischen Hochschule daselbst, der o. Professor der math. Geophysik u. Meteorologie Dr. Mor. v. Rudzki zum o. Professor der Astronomie u. math. Geophysik und der Dozent Dr. Cäsar Russian, Odessa, zum a. o. Professor der Mathematik, beide an der Universität Krakau, der erste Observator an der Universitätswarte zu Kiel Dr. H. Kobold zum a. ord. Professor, der Privatdozent an der deutschen technischen Hochschule Dr. J. Tuma in Brünn zum a. o. Professor der Physik an der deutschen technischen Hochschule in Prag.

Der a. ord. Professor Bohlmann an der Universität Göttingen hat seinen Lehrstuhl für Versicherungswesen aufgegeben und ist in das Direktorium der Lebensversicherungs-Gesellschaft in New York eingetreten.

Dem o. Professor der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Johannes Wislicenus wurde ein aus Gesundheitsrücksichten erbetener Urlaub für das gegenwärtige Winterhalbjahr bewilligt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 5. 1. Dezember 1902. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 6 am 3. Dezember 1902.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Kritische Bemerkungen zu den Dimensionssystemen der Physik.

Von Ladislaus Gorczyński.

Nachdem in der Mechanik die Annahme dreier unabhängigen Grundeinheiten: Länge (L), Masse (M) und Zeit (T) zur Bildung des systematischen Dimensionssystems sich als genügend gezeigt hatte, übertrug man die für die Mechanik gültigen Annahmen ohne weiteres auf sämtliche physikalischen Grössen und ist dabei zu den Dimensionsformeln gelangt, die im historischen Gange der Physik so grosse Rolle zu spielen berufen waren.

Ich habe mich mit den Dimensionssystemen viel beschäftigt und mich darüber schon im J. 1899 gelegentlich geäussert; da diese Frage aber durch die letzten Arbeiten von Joubin[1]), Schreber[2]) u. a., sowie den neuerdings in dieser Zeitschrift erschienenen Aufsatz von N. Hesehus[3]) immer wieder auf der Tagesordnung der Wissenschaft steht, so erlaube ich mir meine Betrachtungen in dieser Hinsicht, wie sie in meiner letzten Mitteilung[4]) in der Warschauer Zeitschrift „Wiadomości matematyczne" (Mathematische Nachrichten) sich angegeben finden, vorzuführen.

Ich will im folgenden zeigen, dass die bisherigen Annahmen bei der Aufstellung der Dimensionsformeln der physikalischen Grössen willkürlich sind und mit den Forderungen, die hier zu stellen sind, im Widerspruch stehen.

1) Journ. de phys. 1896, S. 398; 1897, S. 57.
2) Wied. Ann. 68, 606, 1899.
3) Diese Zeitschrift 3, 561—565, 1902.
4) Bd. V, 274—279, 1901; siehe auch „Fortschritte der Physik" (Halbmon. Litt.) 1, 86, 1902.

Die Dimensionsformel irgend einer Grösse muss vor allem zwei Grundbedingungen Genüge leisten, nämlich:

Sie muss 1. eindeutig bestimmt werden und

2. die Abhängigkeit der gegebenen Grösse von allen Fundamentalgrössen, mit denen sie im Zusammenhange steht, völlig erschöpfen.

Daraus hat man zuerst zu schliessen, dass bei der Aufstellung der Dimensionsformeln der physikalischen Grössen nicht nur die Abhängigkeit von den Einheiten der Länge, Masse und Zeit, sondern auch die von allen unabhängigen Grössen, die die zu betrachtenden abgeleiteten Einheiten charakterisieren, mit in Betracht gezogen werden sollen. Zweitens, es können keineswegs zwei verschiedene Dimensionsformeln für eine und dieselbe Grösse bestehen, falls wir in beiden Fällen dieselben Grundeinheiten benutzen.

Diese zwei Anforderungen sind eben in den herrschenden physikalischen Masssystemen durchaus nicht erfüllt. Das erste Beispiel in diesem Sinne bietet uns die Wärmelehre dar.

A. Die Wärmelehre. Hier hat man sich stets bemüht, alle diesbezüglichen Grössen in Funktion von nur L, M, T auszudrücken, ungeachtet der Dimension der Temperatur, eines Begriffes, der hier als besonders charakteristisch zu bezeichnen ist. So z. B. finden wir in der bekannten Everettschen Sammlung „Units and physical Constants" folgende Dimensionsformel für Wärmeleitungsvermögen l

$$[l] = L^{-1} M T^{-1}.$$

Diese Dimensionsformel genügt aber nicht der oben angegebenen Forderung 2, weil sie die Abhängigkeit l von allen Fundamentalgrössen nicht erschöpfend darstellt. Indem wir

von der Gleichung

$$Q = c\, l\, At\, \frac{T_1 - T_2}{\delta},$$

(wo Q Wärmemenge, A Oberfläche der Wände, t Zeit, δ Dicke, T_1 und T_2 Temperaturen bedeutet) ausgehen und die Dimensionalität der Temperatur mit Θ bezeichnen, erhalten wir für l

$$[l] = LMT^{-3}\Theta^{-1}.$$

Analog bekommen wir für spezifische Wärme γ

$$[\gamma] = L^2 T^{-2} \Theta^{-1},$$

für Entropie s

$$[s] = L^2 T^{-2} M \Theta^{-1}$$

u. s. w.

B. Die Lehre von der Elektrizität und vom Magnetismus. In diesem Zweige der Physik sind noch mehr Unrichtigkeiten bei der Aufstellung der Dimensionsformeln, als in der Wärmelehre, zu verzeichnen. Zuerst hat man lange Zeit, ungeachtet des Einflusses des umgebenden Mediums auf elektrische und magnetische Erscheinungen, das Coulombsche Gesetz bezüglich der elektrischen (ε) bezw. magnetischen (m) Pole in der Form

$$F = \beta \frac{\varepsilon \varepsilon^1}{r^2}$$

geschrieben, wo man β für eine Konstante hielt, die man bei passender Wahl der Einheiten einfach gleich Eins setzen könne, wodurch sich die Dimensionsformel für elektrische bezw. magnetische Pole in Funktion von L, M, T sogleich ergab. Ein solches Verfahren zur Bestimmung der Dimensionalität ist aber in diesem Falle falsch und ganz unzulässig. Faktor β stellt keine Konstante dar, er ändert sich vielmehr mit dem Übergang von einem Medium zum anderen, so dass wir

$$\beta = C \cdot \frac{1}{K}$$

(in der analogen Gleichung für magnetische Pole würde statt $K : \mu$ stehen) setzen können. Hierin bedeutet schon C eine wirkliche Konstante, eine dimensionslose Zahl, deren numerischer Wert einzig und allein von der Wahl der Grundeinheiten abhängt und mit den Eigenschaften der umgebenden Medien nichts zu thun hat. Dagegen sind K[1]) und μ (elektrische bezw. magnetische Induktionsfähigkeit) die physikalischen Grössen sui generis, die von den drei mechanischen Grundeinheiten unabhängig sind und welche, ähnlich wie Temperatur in der Wärmelehre, als Fundamentalbegriffe in der Lehre von der Elektrizität und vom Magnetismus gelten müssen. Wir wollen die Dimensionalitäten der elektrischen (K) bezw. magnetischen (μ) Induktionsfähigkeit mit demselben Buchstaben K bezw. μ bezeichnen.

Auf Grund des Coulombschen Gesetzes und einiger anderer Beziehungen, die hier wohl nicht wiederholt zu werden brauchen, erhalten wir folgende zwei Systeme der Dimensionsformeln mit je vier Grundeinheiten (L, M, T, K bezw. L, M, T, μ):

$$\left\{\begin{array}{ll} [\varepsilon] & = L^{3/2} M^{1/2} T^{-1} K^{1/2} \\ [Ve] & = L^{1/2} M^{1/2} T^{-1} K^{-1/2} \\ [R] & = L^{-1} T K^{-1} \\ [i] & = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2} K^{1/2} \text{ u. s. w.} \end{array}\right. \qquad \text{(I)}$$

$$\left\{\begin{array}{ll} [m] & = L^{3/2} M^{1/2} T^{-1} \mu^{1/2} \\ [Vm] & = L^{1/2} M^{1/2} T^{-1} \mu^{-1/2} \\ [Fm] & = L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1} \mu^{-1/2} \text{ u. s. w.} \end{array}\right. \qquad \text{(II)}$$

(V-Potential, R Widerstand, i Stromstärke, F_m Intensität des magnetischen Feldes u. s. w.).

Man kann sich aber auf ein System beschränken, indem man nur K einführt; diese Verschmelzung des elektrischen und magnetischen Dimensionssystems (I) und (II) ist infolge enger Verwandtschaft dieser Arten von Erscheinungen, die dabei quantitativ in gesetzmässigen Formen dargestellt worden ist, ganz berechtigt und muss als experimentell gewonnenes Resultat gelten. Die gesuchte Beziehung zwischen K und μ erhalten wir z. B. mittels der Laplaceschen Gleichung

$$dF = c\, \frac{i\, m \sin \alpha\, dl}{r^2},$$

woraus sich

$$[\mu] = L^{-2} T^2 K^{-1}$$

ergiebt.

Führen wir das in (II) ein, so erhalten wir:

$$\begin{array}{ll} [\varepsilon] & = L^{3/2} M^{1/2} T^{-1} K^{1/2} \\ [m] & = L^{1/2} M^{1/2} K^{-1/2} \\ [Ve] & = L^{1/2} M^{1/2} T^{-1} K^{-1/2} \\ [Vm] & = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2} K^{1/2} \\ [i] & = L^{3/2} M^{1/2} T^{-2} K^{1/2} \text{ u. s. w.} \end{array} \qquad \text{(III)}$$

Dieses System, das alle Grössen, die in der Lehre von der Elektrizität und vom Magnetismus vorkommen, umfasst, wollen wir magnetoelektrisches [1]) nennen.

Bezüglich der heutigen Dimensionssysteme der elektrischen und magnetischen Grössen kann man noch einen grösseren Einwurf erheben. Man pflegt gewöhnlich die Dimensionsformel

1) Ausser der elektrischen Induktionsfähigkeit K, der der Charakter einer unabhängigen physikalischen Grösse zukommt, könnte man eine dazugehörige Konstante, sog. „Dielektrizitätskonstante" einführen, die das Verhältnis der elektrischen Induktionsfähigkeiten eines beliebigen Mediums zu einem bestimmten, dessen Induktionsfähigkeit gleich Eins gesetzt ist, darstellt.

1) Auch im magnetoelektrischen Systeme kann man auf interessante und bemerkenswerte Relationen zwischen den Dimensionsformeln analoger Grössen hinweisen; so z. B. haben wir

$$\frac{[\varepsilon]}{[m]} = LT^{-1}K, \quad \frac{[Ve]}{[Vm]} = L^{-1}TK^{-1} \text{ u. s. w.}$$

einer und derselben elektrischen bezw. magnetischen Grösse in zwei Masssystemen (sog. elektrostatischen und elektromagnetischen) anzugeben; man spricht z. B. von der Dimensionsformel des magnetischen Poles auch in dem elektrostatischen Masssystem oder der elektrischen Kapazität im elektromagnetischen.

Solche Verdoppelung ist aber, ungeachtet des Umstandes, dass die Vergleichung der Dimensionsformeln in beiden Systemen und speziell das sog. „Verhältnis der Einheiten" eine sehr grosse Rolle in der Geschichte der Physik gespielt hat, von Grund aus unzulässig. Sie steht einfach im Widerspruch mit der Definition des Dimensionsbegriffes selbst, die seine Eindeutigkeit durchaus verlangt, und dabei ist hier ein logischer Widerspruch verborgen, da wir schon a priori zu behaupten recht haben, es könne keine physikalische Grösse sich z. B. in einem Falle proportional der 3/2, in zweitem der 1/2 Potenz der Längeneinheit ändern, wenn dabei alle Grundeinheiten stets dieselben bleiben.

Aus den Angaben der physikalischen Litteratur gewinnt man den Eindruck, dass die Frage, wie eine und dieselbe Grösse bei denselben Grundeinheiten zweifache Dimensionalitäten haben könnte, schon lange manchen grosse Schwierigkeiten des Verständnisses bot. Den besten Beweis dafür liefert die Erklärung Jouberts[1]), der, die Einwürfe zu widerlegen, sich mit folgendem Vergleich bemüht hatte. Wir citieren seine eigenen Worte:

„Quelques personnes éprouvent une certaine difficulté à comprendre que deux unités, relatives à une même quantité peuvent être de dimensions et par suite d'espèces différentes. Qu'on me permette, à leur usage, une comparaison très simple. Quand, à la campagne, vous demandez la distance d'un point determiné, si le cartonnier vous répond 8 km, le paysan vous dit deux heures, le premier employant comme unité une longueur, et le second, un temps: la relation qui lie les deux unités est la même que celle qui unit l'unité d'électricité électrostatique à l'unité électromagnétique, la vitesse du piéton dans le premier cas joue le même rôle que la vitesse de la lumière dans le second."

Diese Erklärung, obgleich sie überzeugend zu sein scheint, ist aber falsch und kann auf unsere Frage nicht angewendet werden. Solange die Dimensionsformeln der elektrischen und magnetischen Grössen in Funktion von ein und denselben mechanischen Einheiten L, M, T ausgedrückt wurden, kann von einer Verdoppelung des Dimensionssystems keine Rede sein; im Joubertschen Beispiel ist in einem Falle nur Länge, im zweiten nur Zeit als Ausgangspunkt gewählt, so dass deshalb die Übertragung dieses Beispiels auf die Dimensionsformeln des elektrostatischen und elektromagnetischen Masssystems, wo die Grundeinheiten stets dieselben (L, M, T) bleiben, ganz unzulässig erscheint. Für eine bestimmte physikalische Grösse kann eine zweite Dimensionsformel nur dann erhalten werden, wenn die Grundeinheiten dabei anders gewählt sind; so z. B. bei den Einheiten L, M, T haben wir für Kraft $(F) = MLT^{-2}$, während bei den Einheiten L, T und E (Energie) $[F] = EL^{-1}$ u. s. w.

Zum Schlusse unserer kritischen Betrachtungen über die Dimensionssysteme der heutigen Physik wollen wir einige Angaben aus der Litteratur des letzten Jahrzehnts anführen, die zu Gunsten der Einführung neuer Faktoren in die physikalischen Masssysteme sprechen. Man kann hier sogar sagen, dass, ausgenommen die Verdoppelung der Dimensionssysteme der elektrischen und magnetischen Grössen, deren Falschheit sich nie deutlich ausgesprochen findet, die von uns oben angegebenen Dimensionssysteme prinzipiell nicht neu sind, und dass überhaupt die Frage, ob die Einheiten sämtlicher physikalischen Grössen durch die Einheiten von Länge, Masse und Zeit auszudrücken seien, schon ziemlich allgemein im negativen Sinne beantwortet worden ist.

In der Wärmelehre wird entsprechend der von Masse, Länge und Zeit unabhängigen Definition der Temperatur nach Lord Kelvin, eine besondere unabhängige Stellung der Temperatur und eo ipso eine Dimensionalität der letzteren zuerkannt. Ich habe schon in dem bereits im Jahre 1890 erschienenen Werke von Professor Lad. Natanson „Wstep do fizyki teoretycznej" (Einleitung in die theoretische Physik)[1]), wo die Thermodynamik eingehend behandelt ist, die Dimensionsgleichung für Entropie in der Form

$$[s] = ML^2T^{-2}\Theta^{-1},$$

wo Θ, wie früher, die Dimensionalität der Temperatur bedeutet, angegeben gefunden.

In Anbetracht der Dimensionssysteme der elektrischen und magnetischen Grössen sind hier zuerst die Betrachtungen Jouberts zu verzeichnen. Am Anfange seines Aufsatzes im Journal de Physique[2]) hebt er deutlich hervor, dass „rien n'indique a priori que les grandeurs électriques et magnétiques puissent s'exprimer exclusivement au moyen des unités mécaniques, c'est-à-dire que ces phénomènes soient des manifestations des propriétés purement mécaniques d'un milieu"; demzufolge spricht er auch die Notwendigkeit der Einführung der Induk-

1) Journal de Physique, S. 277, 1882.

1) Warschau, 1890. Verlag der physikalisch-mathematischen Abhandlungen.

2) Bd. V, S. 398—401, 1896. Sur les dimensions des grandeurs électriques et magnétiques.

tionsfähigkeiten K und μ aus. Dessenungeachtet geht er aber weiter von der Hypothese aus, dass sich doch die elektrischen und magnetischen Grössen auf ausschliesslich mechanische Grundeinheiten zurückführen lassen, wozu man nur die Dimensionalitäten von K und μ in Funktion von L, M, T aufzusuchen braucht. Von den Annahmen, die ihn dazu führen, genügt es aber zu sagen, dass sie physikalisch ganz willkürlich sind.

Feste Ideen in dieser Frage hat Schreber verfolgt. In der Abhandlung, die in Annalen der Physik im Jahre 1899 (Bd. 68, S. 606) erschienen ist, kommt er nach Überlegung zum endgültigen Resultate, dass sich die Einheiten der elektrischen und magnetischen Grössen nicht durch die Einheiten von Masse, Länge und Zeit allein darstellen lassen. Nachdem Herr Schreber die Dimensionssysteme in der Form, die der unsrigen ganz entspricht, aufgestellt, lehnt er alle Versuche ab, die Dimensionsformeln für K und μ in Funktion von drei mechanischen Grundeinheiten aufzustellen. Diese richtige Stellung Schrebers verdient wohl hier ausdrücklich betont zu werden.

Eine ganz den Schreberschen Schlussfolgerungen entgegengesetzte Stellung nimmt neuerdings Herr N. Hesehus ein. In seinem Aufsatze in dieser Zeitschrift (3, 561, 1902) versucht er, nachdem er die Dimensionssysteme von Schreber vorgeführt, verschiedene Umstände anzugeben, die seiner Ansicht nach zu Gunsten der Zurückführung der elektrischen und magnetischen Einheiten auf die drei mechanischen Grundeinheiten sprechen. Wir beschränken uns auf die Betrachtungen, die N. Hesehus vorführt, nur folgendes geltend zu machen:

a) Die Behauptung, „dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit v der elektromagnetischen Störungen, ebenso wie diejenige anderer Störungen mit der Elastizität (e) und der Dichte (d) des Mediums im Zusammenhang stehen muss, dass nämlich

$$v = \sqrt{e : d}$$

ist," ist ganz willkürlich und bedeutet nichts weiter als eine weitgehende Extrapolation, die physikalisch unbegründet ist;

b) der Proportionalitätsfaktor im Laplaceschen Gesetze (das. a. a. O. [S. 563] in der Form $F = \delta \frac{mi\lambda}{r^2}$ geschrieben ist) ist schon im voraus als eine dimensionslose Zahl, als eine numerische Konstante zu betrachten, da die Abhängigkeit von den Eigenschaften des Mediums schon in m und i als enthalten anzusehen ist. Ganz anders stellt sich die Sache dar mit der Coulombschen Gleichung, wenn man sie, wie N. Hesehus thut (a. a. O. 563), in der Form $F = \beta \frac{mm'}{r^2}$ schreibt. Hierin bedeutet β keine Konstante, sie ändert sich mit dem Übergang von einem Medium zum anderen, ein Beweis dafür, dass in diesem Falle die gesetzmässige Abhängigkeit nicht erschöpfend dargestellt ist. Wie man aber aus der Annahme, δ sei eine Konstante, folgern kann, dass die Zurückführung der elektrischen und magnetischen Grössen auf mechanische begründet ist (S. 564), bleibt mir völlig unverständlich.

Im vorstehenden glaube ich genügend gezeigt zu haben, dass es in den heutzutage herrschenden Dimensionssystemen viel Unklarheiten und Missverständnisse giebt und dass sie einer vollständigen Revision durchaus bedürfen. Ich würde glücklich sein, wenn meine Betrachtungen dazu beitragen sollten, unter den Physikern das Interesse zur Richtigstellung der Dimensionssysteme zu erhöhen, um in dieser Frage allgemein ins klare zu kommen.

Warschau, im September 1902.

(Eingegangen 1. Oktober 1902.)

Die spezifische Wärme von Lösungen. III.[1]) Eine neue Form des Pfaundlerschen Kalorimeters.[2])

Von William Francis Magie.

Das in vorliegender Mitteilung beschriebene Kalorimeter wurde zur Untersuchung der spezifischen Wärme von Lösungen konstruiert. Die allgemeine Anlage des Instruments ist die zuerst von Pfaundler vorgeschlagene. Die Untersuchungs- und die Normalflüssigkeit sind in zwei gleichartigen Gefässen enthalten und werden durch denselben elektrischen Strom in zwei Rollen von gleichem Widerstande erwärmt. Die spezifische Wärme wird dann aus der Beobachtung der Temperaturzunahme in beiden Gefässen bestimmt. Bei der Untersuchung von Lösungen wählt man das Lösungsmittel als Normalflüssigkeit. Dann ist es möglich, gerade solche Mengen Lösung und Normalflüssigkeit zu benutzen, dass die Temperaturerhöhung in beiden Gefässen nahezu dieselbe ist. Wenn dies der Fall ist, so sind die bei den meisten kalorimetrischen Untersuchungen wichtigsten Korrektionen, nämlich diejenige, die sich auf das Wasseräquivalent des Kalorimeters bezieht und die, welche durch die stattfindende Ausstrahlung bedingt wird, so gut wie eliminiert, wenn nur beide Gefässe, was Masse, Form und Charakter der Oberfläche anbelangt, gleichartig sind.

Diese Vorteile vorliegender Kalorimeterform

1) No. II: Diese Zeitschrift 3, 21, 1901.
2) Ausführlich in The Physical Review, Vol. XIV, No. 4, April 1902.

sind von Stroud und Gee richtig erkannt worden; dieselben haben ein Instrument angegeben, das mit dem des Verfassers im Prinzip identisch ist.

Was die Einzelheiten des Instruments anbelangt, so wird der Leser auf die Originalarbeit verwiesen. Nur auf einige Besonderheiten seiner Konstruktion möchte ich aufmerksam machen.

Die Gefässe, sowie die Flügel, mit denen die Flüssigkeiten gerührt werden, bestehen aus Silber; die einzelnen Teile der Flügel sind ohne Lötung miteinander verbunden. Die Flügel drehen sich in aus Glasröhen bestehenden Haltern, welche von den Deckeln getragen werden und sich ausserhalb der Flüssigkeit befinden. Auf diese Weise wird die Erzeugung von Wärme infolge von elektrolytischen Wirkungen vermieden und ist die einzige in den Flüssigkeiten durch Rotation der Flügel hervorgerufene Wärme die, welche notwendigerweise durch das Rühren hervorgebracht wird. Letztere wird in beiden gleichgemacht, und zwar durch Anwendung ähnlicher Rührschaufeln und dadurch, dass man diese mit gleicher Geschwindigkeit dreht.

Die Spulen, durch die der Heizstrom für die Flüssigkeiten hindurchgeht, sind aus Westonschem Neusilberdraht; ihr Temperaturkoeffizient ist so klein, dass er vernachlässigt werden kann. Ihre Widerstände werden mit Hilfe der Carey-Josterschen Brücke ausgeglichen. Sie werden isoliert, indem man sie zunächst mit einer Lage Asphaltlack und dann mit einer Ozokeritschicht überzieht.

Verdampfen der Flüssigkeiten und damit verbundene Wärmeverluste werden in der Weise vermieden, dass man die Gefässe mit Deckeln versieht, welche auch als Träger der Rührflügel, der Heizspulen und der Thermometer dienen.

Durch Anwendung dieser Deckel hat man die Genauigkeit der Messungen ganz bedeutend gesteigert.

Die Thermometer sind von Fuess hergestellt und in Fünfzigstel Grade geteilt. Mit Hilfe des Mikroskops kann man schätzungsweise noch die Tausendstel Grade ablesen. Vor der Ablesung werden sie kräftig mit kleinen Korkhämmern geklopft, welche durch Elektromagnete betrieben werden. Es ist eine Eigenart vorliegender Methode, dass die Korrektionen der Thermometer mit Bezug auf ein Normalthermometer nicht genau bekannt zu sein brauchen. Nur das eine ist nötig, dass man beide Instrumente untereinander vergleicht. Um dies auszuführen, setzte man sie beide in dasselbe Gefäss und stellte bei verschiedenen Temperaturen Beobachtungen an. Da der Vergleich bei der experimentellen Anordnung angestellt wird, so sind im Resultat auch die Korrektionen mit Bezug auf das Freibleiben des Stiels und die Gangverzögerung mit enthalten.

Daneben wird auch noch für Kühlgefässe gesorgt, die zum Teil mit zerstampftem Eis angefüllt sind und in die man die Kalorimetergefässe setzt, um sie auf irgend eine beliebige Anfangstemperatur abzukühlen.

Der Gang der Beobachtungen ist wie folgt: Die Schalen werden gewöhnlich mit 700 gr Wasser und der entsprechenden Lösungsmenge gefüllt und in die Kühler gesetzt, bis die Temperatur auf etwa 5° unterhalb der Zimmertemperatur (d. h. auf 15°) sinkt. Dann werden sie trocken gewischt und die Temperaturen eventuell durch Erwärmung in der Hand so abgepasst, dass sie nahezu gleich sind, worauf man sie einsetzt. Beim Beginn einer Minute werden die Klopfer in Gang gesetzt und wird mit dem Rühren begonnen. Das Rühren wird zwanzig Sekunden lang in der einen und ebensolange in der anderen Richtung fortgesetzt. Man lässt dann die Klopfer noch weitere fünf Sekunden arbeiten, hält sie darauf an und liest ab. Dieses Verfahren wird gewöhnlich zweimal und öfter wiederholt, wenn die Ablesungsdifferenzen der beiden Thermometer auf einen Gang deuten. Beim Beginn einer Minute schickt man, nach Ausführung der letzten Ablesung, den Strom in die Heizspulen und lässt ihn gewöhnlich sechs Minuten lang hindurchgehen; bei dem benutzten Strom beträgt dann die Temperaturerhöhung etwa 10°. Während dieser Zeit fährt man mit dem Rühren fort und ändert am Schlusse jeder Minute dessen Richtung. Nach Verlauf von sechs Minuten öffnet man den Strom, setzt die Klopfer in Gang und liest wie früher ab. Es ist dann nur noch aus den durchschnittlichen Temperaturdifferenzen der wahrscheinlichste Wert für die Temperaturerhöhung in beiden Schalen zu bestimmen und die spezifische Wärme s' der Lösung direkt aus der Formel

$$s' = \frac{m\,s\,\vartheta}{m'\,\vartheta'}$$

zu berechnen. Die Schalen können darauf wieder abgekühlt und eine weitere Beobachtung angestellt werden. Eine derartige Beobachtung kann in zwanzig Minuten oder nur wenig längerer Zeit erledigt sein.

Wenn die Temperaturerhöhung in beiden Gefässen etwa gleich ist, kann die Korrektion mit Bezug auf Ausstrahlung vernachlässigt werden, wie man aus dem Umstande ersieht, dass die Ablesungsänderungen bei beiden Thermometern dieselben sind. In diesem Falle kann man auch von einer Korrektion wegen

des Wasseräquivalents des Kalorimeters absehen.

Ein Vorteil dieser Kalorimeterform ist es, dass ihr Gang in der Weise sich kontrollieren lässt, dass man in beiden Schalen gleiche Mengen Wasser verwendet. Wenn die Wasseräquivalente und Strahlungsverluste für beide dieselben sind, muss das Verhältnis der beobachteten Temperaturveränderungen gleich der Einheit sein. Folgende Zahlen geben die Verhältnisse der Temperaturveränderungen in beiden Gefässen an:

	0.99987	1.00005
	0.99974	1.00004
	1.00004	0.99995
	1.00030	
	0.99963	1.00002
	0.99991	1.00030
Mittel:	0.99992	1.00007

Das Mittel beider Reihen ist 0.99999 und zeigt, dass die Korrektion wegen Differenz der Wasseräquivalente zu vernachlässigen ist. Bei diesen Beobachtungen betrug die Temperaturerhöhung über 10^0. Eine andere Beobachtungsreihe, bei der die Temperaturerhöhung ungefähr 3.5^0 betrug, ergab ähnliche Resultate.

Die folgenden Tabellen geben ein Bild von dem gewöhnlichen Funktionieren des Kalorimeters. Dieselben enthalten in der ersten Reihe die Verhältnisse der Temperaturveränderungen in beiden Gefässen, wenn das eine Wasser und das andere eine Lösung Milchzucker enthält. Die Formen des Milchzuckers und die Lösungsmengen, die in beiden Fällen zur Anwendung kamen, waren verschieden. Die Zahlen in der zweiten Kolumne sind die scheinbaren Molekularwärmen der Milchzucker, berechnet aus den Beobachtungsergebnissen.

1.		2.	
0.9978	146	0.9998	145
0.9979	146	0.9999	146
0.9986	149	1.0000	149
0.9982	147	0.9997	145
0.9978	146	0.9995	144
0.9981	147	0.9999	146
0.9983	148	1.0003	147
		1.0003	147
		1.0000	146
Mittel: 0.9981	147	Mittel: 0.9999	146

Nachtrag.

Verfasser hat dieses Kalorimeter zur Bestimmung von Molekularwärmen fester Körper verwandt, welche, wie z. B. Zuckerarten etc., sich zu feinem Pulver zermahlen lassen. Die Gefässe waren mit Anilin (oder Nitrobenzol) in geeigneten Mengen gefüllt, und der pulverisierte feste Körper wurde in das eine hineingebracht. Durch Drehen der Rührschaufeln erzielte man eine gründliche Verteilung des Pulvers, und die angestellten Beobachtungen zeigten, dass dasselbe schnell und genau die Temperatur der Flüssigkeit annahm. Die Abweichungen der einzelnen Resultate vom Mittelwerte waren ungefähr ebenso gross, wie die bei den in obigen Tabellen gegebenen Molekularwärmen beobachteten.

Universität Princeton, U. S. A.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 20. Oktober 1902.)

Notiz über die magnetische Drehung der Polarisationsebene in flüssigem Sauerstoff.

Von F. Harms.

Kundt[1]) und du Bois[2]) haben gezeigt, dass die stark magnetischen Metalle *Fe, Co, Ni* auch eine starke magnetische Drehung der Polarisationsebene aufweisen. Der magnetische Sauerstoff besitzt in gasförmigem Zustand die kleinste gemessene Verdetsche Konstante, die stark magnetischen Lösungen von $FeCl_3$ haben negative Verdetsche Konstanten. Ein einfacher Zusammenhang zwischen dem magnetischen und magneto-optischen Verhalten besteht offenbar nicht. Es bot deshalb einiges Interesse, den stark magnetischen flüssigen Sauerstoff zu untersuchen. Die Susceptibilität des flüssigen Sauerstoffs ist nach Messungen von Fleming und Dewar[3]) 228×10^{-6}, d. h. etwa viermal grösser als bei wässerigen $FeCl_3$-Lösungen.

Auf Veranlassung von Herrn Prof. Wien habe ich darum versucht, die Verdetsche Konstante für flüssigen Sauerstoff zu bestimmen. Da es zunächst nur darauf ankam, ihre Grössenordnung festzustellen, so wurde folgende Versuchsanordnung gewählt: Der einer Bombe entnommene Sauerstoff wurde mit Hilfe von flüssiger Luft verflüssigt und in ein cylindrisches Messinggefäss (Höhe 66 mm) *A* filtriert, das durch mehrfache Bäder von flüssiger Luft unterhalb der Siedetemperatur des Sauerstoffs gehalten wurde, die Oberfläche des flüssigen Sauerstoffs war dann ganz ruhig.

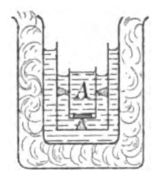


Fig. 1.

1) Wied. Ann. **23**, 228, 1884; **27**, 191, 1886.
2) Wied. Ann. **31**, 941, 1887.
3) Proc. Roy. Soc. **60**, 292, 1896.

Auf dem Boden des Gefässes A lag ein Silberspiegel (Glas mit Oberbelag), an dem das senkrecht einfallende Licht wieder nach oben reflektiert wurde. Zur Beobachtung der Drehung im Magnetfelde wurde die in Fig. 2 skizzierte An-

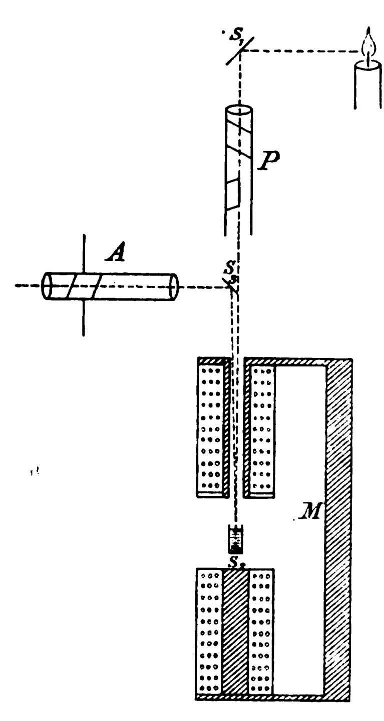


Fig. 2.

ordnung benutzt. $s_1 s_2 s_3$ sind 3 Spiegel, M ist ein Ruhmkorffscher Elektromagnet; PA sind Teile eines grossen Halbschattenapparates. Als Lichtquelle diente ein Auerbrenner. Die Beobachtungen waren wegen unvermeidlicher Schlieren- und Nebelbildung sehr schwierig; die Einzelwerte wichen häufig um Zehntelgrade voneinander ab. Als Beispiel mag eine Beobachtungsreihe von mittlerer Güte in Sauerstoff (bei 30 Ampere) dienen.

Die Einstellungen beim Kommutieren waren

	56,7	54,2
	56,2	53,6
	56,8	54,0
	56,6	54,1
Mittel	56,6	54,0

Doppelter Drehungswinkel 2,6°.

Zur Eichung wurde dasselbe Gefäss mit Benzol und Schwefelkohlenstoff gefüllt, dann ergab sich für das Verhältnis der Drehung in C_6H_6 zu der in CS_2 der Wert 0,76, während er aus den Tabellen von Landolt und Börnstein sich zu 0,725 berechnet. Der Unterschied liegt innerhalb der Beobachtungsfehler der Messungen mit dem improvisierten Apparat. Es ergaben sich als Mittelwerte aus einer grösseren Anzahl von Beobachtungen

Die Drehungen in	20 Amp.	30 Amp.	46 Amp.
O_2	2,14	2,63	3,75°
C_6H_6	7,67	9,70	15,05
CS_2	10,0	13,07	19,43

Das Verhältnis $\frac{\alpha_{O_2}\ \text{flüssig}}{\alpha_{CS_2}}$ ergiebt sich daraus als 0,20 mit einem möglichen Fehler von etwa 10 %.

Bedeutet n den optischen Brechungsquotienten, so ist nach H. Becquerel[1]) für eine Substanz der Ausdruck $\frac{\alpha}{\alpha_{CS_2}} \frac{1}{n^2(n^2-1)} = k$ konstant. Bichat[2]) hat an CS_2 und SO_2 nachgewiesen, dass die Becquerelsche Formel den flüssigen und gasförmigen Zustand umfasst. Demnach würde man $\frac{\alpha_{O_2}\ fl.}{\alpha_{CS_2}}$ aus dem für gasförmigen O_2 gefundenen Werte berechnen können. Es ist bei 760 mm und 0^0 $\frac{\alpha_{O_2}}{\alpha_{CS_2}} = 1{,}28 \times 10^{-4}$ [3]) n gasf. $= 1{,}00027$ n fl. $= 1{,}22$.[4]) Dann ergiebt sich:

$$\frac{\alpha_{O_2}\ fl}{\alpha_{CS_2}} = 1{,}28 \times 10^{-4}\ \frac{1{,}49 \times 0{,}49}{1 \times 0{,}00055} = 0{,}18.$$

Dieser Wert stimmt mit dem beobachteten (0,20) innerhalb der Beobachtungsfehler überein.

Zum Schluss möge noch eine von du Bois[5]) aufgestellte Tabelle im Auszug mit einigen Zusätzen mitgeteilt werden: $\varkappa$ ist die magnetische Susceptibilität, ω die Verdetsche Konstante in C.G.S.-Einheiten, $\Psi = \frac{\omega}{\varkappa}$ für schwach magnetische Körper, $\Psi = \omega\ \frac{1 + 4\pi\varkappa}{\varkappa}$ für stark magnetische Substanzen. (du Bois, l. c.)

	$\varkappa \times 10^5$	$\omega \times 10^5$	Ψ
Fe	—	—	+ 2,63
Ni	—	—	+ 3,15
Co	—	—	+ 3,99
O_2 flüssig . . .	+22,8[6])	+0,24	+ 0,011
$FeCl_3$ 40 Proz. .	+ 6,4[7])	−2,4[7])	— 0,38
O_2 1 atm. . . .	+ 0,0126	+0,000179	+ 0,014
C_2H_5OH . . .	— 0,0566	+0,330	— 5,8
H_2O	— 0,0694	+0,377	— 5,4
CS_2	— 0,0716	+1,222	—17,1

1) Ann. de Chim. et de Phys. **12**, 5, 1877.
2) Journ. de Phys. **9**, 275, 1880.
3) Mittelwert nach Kundt u. Röntgen (1,09×10−4), W. A. **10**, 257, 1880 und H. Becquerel (1,47×10−4), Wiedemann, Elektrizität **3**, 942.
4) Liveing u. Dewar, Chem. News **72**, 154, 1895; Bbl. **20**, 193, 1896.
5) l. c., S. 970.
6) Fleming u. Dewar, Proc. Roy. Soc. **60**, 292, 1896.
7) Aus den entsprechenden Kapiteln in Wiedemann, Elektrizität III.

Irgend eine Regelmässigkeit lässt die Tabelle nicht erkennen.

Würzburg, physikalisches Institut, Nov. 1902

(Eingegangen 5. November 1902.)

Über eigentümliche Strahlungserscheinungen.

Von L. Graetz.

Die vielfachen Beobachtungen über Schwärzung von photographischen Platten im Dunklen unter der Einwirkung von gewissen Metallen und organischen Körpern, sind von Herrn J. W. Russell[1]) auf ein gemeinsames Prinzip zurückgeführt worden, nämlich auf die Wirkung des Wasserstoffsuperoxyds, der schon in geringen Mengen Platten, die sich in seiner Nähe befinden, derartig affiziert, dass sie nach der Entwickelung lebhaft geschwärzt erscheinen. Russell hat weiter gezeigt, dass diese Wirkung des H_2O_2 auch durch eine Anzahl von festen und flüssigen Körpern hindurchgeht, nämlich durch Gelatine, Celluloid, Guttapercha, Ebonit, Kampher, Äther, Äthylacetat, Chloroform, Benzin, Petroleum. Trotzdem hält er diese Wirkung nicht für eine Strahlung in dem gewöhnlichen Sinne, sondern für eine Wirkung, die sich durch Weiterbildung des H_2O_2 vermittelst des in den Körpern enthaltenen Wassers oder Kamphers weiter fortpflanzt.

Gegen diese Erklärung sprechen indes verschiedene Thatsachen. Zunächst geht die Wirkung auch durch Metalle in dünnen Schichten, Blattgold und Aluminiumfolie, hindurch. Dies gilt für gewöhnlich als ein Zeichen einer Strahlung. Dass es ferner nicht die Dämpfe des H_2O_2 sind, welche diese Wirkung hervorbringen, lässt sich dadurch beweisen, dass man den photographischen Effekt auch erhält, wenn man die Dämpfe durch einen Luftstrom möglichst fortbläst. Auch der Sauerstoff, der aus H_2O_2 aufsteigt, ist nicht die Ursache. Dessen Wirkung sieht man, nach Entwickelung der Platte, direkt an intensiv schwarzen Punkten, welche sich von der eigentlichen Schwärzung abheben. Durch Zwischenschalten von Gelatine kann man diese abhalten. Die eigentliche Schwärzung scheint auf der Aussendung irgend welcher Teilchen von unbekannter Beschaffenheit zu beruhen, welche durch den Luftstrom hindurchgehen. Diese sind allerdings sicher nicht die negativen Elektronen. Übrigens ist die Fortpflanzung der Wirkung insofern eine geradlinige, als man von undurchdringlichen Gegenständen, die auf der Platte liegen, scharfe Bilder erhält. Wickelt man die Platte in mehrere Lagen schwarzen Papiers, so findet man die Falten der einzelnen Lagen auf der Platte abgebildet. Man kann daher wohl von H_2O_2-Strahlen sprechen. Die weitere Ausbreitung der Strahlen ist allerdings eine diffuse. Eine regelmässige Reflexion von Glas- oder Metallspiegeln findet nicht statt.

Eine ganz besonders auffallende Erscheinung aber erhält man bei folgendem Versuch, auf den mich, in weniger einfacher Form, Herr General von Branca, der sich viel mit den photographischen Wirkungen des H_2O_2 beschäftigt hat, aufmerksam machte. Setzt man in absoluter Dunkelheit eine photographische Platte den Strahlen des H_2O_2 aus, indem man, wie gewöhnlich, die Schichtseite einige Centimeter über die Flüssigkeit bringt, und legt man nun auf die Glasseite ein beliebig geformtes Metallstück, etwa ein Kupferkreuz, so findet man nach der Entwickelung der Platte eine Abbildung des Metalls, obwohl dasselbe nicht in dem Weg der Strahlen war. Das Bild erscheint hell auf dunklem Grunde. Es ist schwach, aber deutlich zu sehen. Diese Erscheinung möge als Rückabbildung bezeichnet werden, da sie eine Abbildung von der Rückseite der photographischen Platte her darstellt. Man kann sogar zwischen das Glas der Platte und das Metall andere Körper dazwischen schieben, ohne dass die Rückabbildung aufhört. Schwarzes Einwickelpapier oder Filtrierpapier, eine dünne Ebonitplatte oder eine Holzplatte dazwischen gebracht, stören die Erscheinung nicht. Eine dünne Asbestplatte, zwischen Metall und Glas gelegt, lässt das Metall noch deutlich sich abbilden. Die Wirkung geht auch durch eine dazwischen gelegte zweite photographische Platte, ob belichtet oder nicht, hindurch. Flüssigkeiten hindern die Rückabbildung nicht, sondern sie bringen sie zum Teil besonders deutlich zum Vorschein. Tränkt man Fliesspapier mit verschiedenen Flüssigkeiten, Wasser, Alkohol, Ammoniak, Petroleum, Terpentinöl, Salzlösungen, legt sie auf das Glas der Platte und auf sie das Metallkreuz, so bildet es sich stets durch die getränkten Papiere hindurch deutlich ab. Vergleicht man die verschiedenen Flüssigkeiten in Bezug auf ihre Wirksamkeit, indem man die Glasseite der Platte zur Hälfte mit der einen, zur Hälfte mit der andern Flüssigkeit bedeckt und das Metallstück auf beide legt, so zeigt sich zunächst, dass, auch abgesehen von der Metallabbildung, die Platte in den beiden Hälften merklich verschieden stark geschwärzt wird. So ergab Wasser grössere Dunkelheit als das freie Glas, Salzlösungen schienen etwas grössere, Petroleum und Terpentinöl etwas geringere Dunkelheit hervorzubringen als Wasser, Alkohol weit stärkere, am dunkelsten wurde die Platte, wenn das auf der Glasseite liegende Papier mit Ammoniak getränkt war. Zugleich erschien dabei das Kupferkreuz sehr hell. Unter Umständen wurde bei zwei

1) J. W. Russell, Proc. Roy. Soc. **64**, 409, 1899.

verschiedenen Flüssigkeiten die Abbildung des Metalls auf der einen Hälfte gerade umgekehrt. Es erschien schwarz statt hell. Bei einer Platte z. B., die zur Hälfte mit Ammoniak zur Hälfte mit Zinksulfat bedeckt war, während ein Metallstück auf beiden Flüssigkeiten lag, zeigte sich das Metall unter dem Ammoniak hell auf dunklem Grunde abgebildet, unter dem Zinksulfat dagegen dunkel auf hellem Grunde.

Die Flüssigkeiten, auf das Glas der Platte gebracht, erzeugen danach je nach ihrer Natur grössere oder geringere Verdunkelung. Das zeigt sich deutlich durch folgenden Versuch. Wenn man auf die Glasseite der Platte vor der Exposition mit einem in Wasser oder Ammoniak getränkten Hölzchen Figuren aufzeichnet, so bilden diese sich nach der Entwickelung dunkel, etwas diffus ab. Durch die bekannten Strahlungsarten kann man diese Wirkung nicht hervorbringen.

Die Metallbilder sind stets in der Mitte dunkler als am Rande, so dass die Rückabbildung wesentlich vom Rande aus zu gehen scheint. Die Randwirkung tritt nicht bloss auf, wenn die Metalle auf feuchtem Papier, sondern auch, wenn sie auf dem blossen Glas liegen.

Nichtmetallische Körper, Ebonit, Paraffin, Schwefel, Kautschuk, auf das Glas gelegt, zeigen keine Abbildung. Bringt man sie aber auf getränktes Papier, so geben auch sie eine schwach sichtbare Aufhellung, die viel geringer ist als die der Metalle.

Verschiedene Metalle zeigen beim Vergleich keine merklichen Unterschiede in der Helligkeit der Bilder. Wenn man aber die Metalle auf getränktes Papier legt, so findet man unter Umständen ganz erhebliche Differenzen. Es zeigt sich, dass immer, wenn ein chemischer Angriff zwischen Metall und Flüssigkeit stattfindet, das Metall ganz besonders hell durch Rückabbildung erscheint. Es gelingt auf diese Weise, chemische Prozesse selbstthätig photographisch abzubilden.

Fluoreszenz- und Phosphoreszenzerscheinungen, sowie elektrische Wirkungen wurden auf die verschiedensten Arten gesucht, ergaben sich aber nicht. Von den bekannten Erscheinungen kommt nur die Wärme in Betracht und diese hat in der That den grössten Einfluss auf die Vorgänge. Obwohl es sich, wie direkte Messungen mit einem Thermoelement zeigten, hier nur um Temperaturdifferenzen zwischen den einzelnen Stellen der Schicht handelt, die unter $0{,}01^0$ bis $0{,}02^0$ Grad betragen, genügen doch diese Differenzen bereits, um verschiedene Affizierung der Platte hervorzubringen. Und zwar wird die Platte an denjenigen Stellen stärker affiziert, also nach der Entwickelung dunkler, welche die tiefere Temperatur haben, heller auf den wärmeren. Es bilden also diese Erscheinungen ein äusserst feines Reagens auf den verschiedenen Temperaturzustand der Platte, die erhaltenen Abbildungen sind direkte Thermophotographien. Es gründet sich darauf unter andern die Möglichkeit, das ultrarote Spektrum ziemlich weit photographisch abzubilden, worüber Versuche im Gange sind.

Die angeführten Versuche gelingen mit dem käuflichen (3%) H_2O_2, jedoch sind nicht alle Platten gleich geeignet. Die besten Resultate wurden mit den Platten der Aktiengesellschaft für Anilin-Fabrikation in Berlin erzielt. Am wenigsten geeignet erwiesen sich die Lumièreplatten.

Über die Träger dieser Erscheinung können bisher nur negative Angaben gemacht werden. Die direkte Wirkung der Dämpfe des H_2O_2, ferner des Sauerstoffs und des Ozons sowie des Wasserstoffs scheint ausgeschlossen; der Mangel elektrischer Wirkungen scheint die negativen Ionen auszuschalten, die enorme Abhängigkeit der Wirkung von der Temperatur ist bei keiner sonstigen Strahlungsart vorhanden, so dass die eigentlichen Träger dieser Strahlung oder Emanation bisher noch unbekannt sind.

München, 5. November 1902.

(Eingegangen 6. November 1902.)

Bemerkung zu der Arbeit von A. Maresca: „Über die Energie, welche von der oszillierenden Entladung eines Kondensators in leeren Röhren entwickelt wird".

Von W. Kaufmann.

In einer kürzlich erschienenen Mitteilung[1]) findet Herr A. Maresca einen Teil meiner früheren Resultate[2]) bezüglich der Funkenwärme bestätigt, soweit es sich nämlich um die Abhängigkeit dieser Grösse vom Widerstande des übrigen Schliessungskreises handelt. Dagegen findet er zwischen der Wärmeentwicklung q und dem Entladungspotential V die Beziehung: $q/V^2 =$ konst., während ich gefunden habe: $q/V^3 =$ konst. Ich möchte darauf hinweisen, dass sich dieser Unterschied wohl einfach aus der verschiedenen Schaltungsweise erklärt. Herr M. verlegt den zu messenden Funken in die Verbindung der Aussenbelegung zweier Leydener Flaschen, deren Innenbelege mit einer zweiten Funkenstrecke verbunden sind. Änderung von V erfolgt durch Änderung der letzteren, während der Messfunken unverändert bleibt. Ich habe dagegen nur einen einfachen Schliessungskreis benutzt, so dass behufs Änderung von V der Messfunken selbst annähernd V proportional verändert werden musste. Da Verf. bei konstanter Länge des Messfunkens $q =$ konst. V^2 findet, so steht zu erwarten,

1) Diese Zeitschr. **4**, 9, 1902.
2) Wied. Ann. **60**, 653, 1897.

dass er bei Änderung der Funkenlänge (l) bei nicht zu kleinen Funken $q =$ konst. $V^2 \cdot l$ gefunden haben würde; denn das Spannungsgefälle im Funken und somit bei gleichem Stromintegral auch die Arbeit ist angenähert l proportional. Bei meiner Anordnung ist aber auch V proportional l, so dass man erhält $q =$ konst. $\cdot V^3$.

Göttingen, den 8. Nov. 1902.

(Eingegangen 10. November 1902.)

Über die dem Erdboden entstammende radioaktive Emanation.

Von H. Ebert und P. Ewers.

J. Elster und H. Geitel haben es in hohem Grade wahrscheinlich gemacht, dass ein Teil der in der freien Atmosphäre vorhandenen Elektronen der induzierten Radioaktivität ihr Entstehen verdankt, welche der aus dem Erdboden herausdiffundierenden Luft eigentümlich ist.[1]) Es war von Interesse zu untersuchen, ob auch an anderen Orten die den Erdkapillaren entnommene Bodenluft die starke aktivierende Wirkung aufweist; denn es ist ja nicht ausgeschlossen, dass besondere an einem Beobachtungsorte vorhandene Bodenkonstituenten mit einer wenn auch noch so schwachen Becquerelstrahlung begabt sind, oder eine gelegentliche Infektion des Bodens mit radioaktiver Substanz stattgefunden hat. Wir haben daher die Elster-Geitelschen Versuche hier in München unter mannigfacher Variation der Versuchsbedingungen wiederholt und zwar, wie sogleich bemerkt werde, mit bestem Erfolge

Eine weitere Frage war die, ob man irgend einen bestimmten Bestandteil als den Träger der genannten Eigenschaft anzusehen habe, und ob die Bodenluft selbst schon freie Elektronen in reichlicherem Masse enthält, oder ob in ihr nicht vielmehr nur die Disposition zu suchen sei, solche Elektronen zu bilden, wenn grössere Massen ruhender Luft mit ihr infiziert werden, eine Disposition, die man nach Analogie mit anderen ähnlich liegenden Fällen auf das Vorhandensein einer sog. Emanation zurückführen wird.

Die Versuche haben im Sinne der letztbezeichneten Auffassung entschieden.

An ein eisernes Gasleitungsrohr von 1,8 cm äusserem Durchmesser wurde unten eine Stahlspitze, oben ein Stahlkopf angesetzt; das so armierte Rohr wurde mit einem kräftigen Hammer ca. 160 cm senkrecht in den rasenbedeckten Boden des Gartens hinter dem physikalischen Institute hineingetrieben. Nach Ansetzen eines Drehherzens wurde es wieder herausgezogen und ein anderes gut gereinigtes Eisenrohr von demselben äusseren Durchmesser und 1,2 cm lichter Weite in dem entstandenen Kanal etwa 140 cm weit hineingesteckt; das Erdreich wurde oben, wie bei Elster und Geitel, festgestampft und angegossen, so dass die durch das Rohr aspirierte Luft wesentlich nur den tieferen Bodenschichten entnommen wurde. An dem oberen etwa 1 1/2 m aus dem Boden herausragenden Ende war ein rechtwinklig umgebogenes Glasrohr mit Siegellack eingekittet, auf welches ein kurzer dickwandiger, vorher gut ausgeblasener Gummischlauch aufgesteckt wurde, der die Verbindung zu einem Glockengasometer aus Zinkblech von 43 l Inhalt herstellte; die Glockenform wurde gewählt, damit die Gasfüllung nur mit einer möglichst kleinen freien Wasseroberfläche in Berührung treten sollte. An der Glocke selbst war ein Schnurlauf befestigt, der über zwei Rollen gehend an einer Wagschale endigte; wurden hier Gewichte aufgelegt, so konnte je nach der Belastung mit verschiedenen Geschwindigkeiten Luft aspiriert oder bei Verminderung der Gewichte unter dem Übergewichte der Glocke wieder ausgepresst werden; eine an der Glocke angelötete Metallskala liess die ein- oder ausgetretenen Volumina in Litern direkt ablesen.

War der Gasometer im Freien gefüllt worden, so wurde er in das Laboratorium getragen, und die aspirierte Bodenluft von unten her unter eine grosse Glasglocke von 60 l Inhalt hineingetrieben; oben stand die Glocke mit einer Saugleitung in Verbindung, so dass gleichzeitig Luft abgesaugt werden konnte; unter Beachtung eines seitlich an die Glocke angeschlossenen Manometers wurde die Zu- und Abflussgeschwindigkeit so reguliert, dass unter der Glocke nahezu Atmosphärendruck herrschte.

In der Glocke war unter einem Drahtnetzschutze ein Elster-Geitelscher Zerstreuungsapparat (ohne Dach) aufgestellt, der von aussen her geladen und abgelesen werden konnte. Der Apparat stand auf einem Messingteller, der ebenso wie das Schutznetz dauernd zur Erde abgeleitet war.

Zwischen den im folgenden mitgeteilten Beobachtungsreihen wurde das zur Trocknung des Elektroskopes verwendete Natrium erneuert und eine Prüfung der Isolation vorgenommen. Die Isolationsverluste lagen immer innerhalb weniger Zehntel Volt für die gewählte Beobachtungsdauer von 15 Minuten, so dass sie vernachlässigt werden konnten.

1. Unter die Glocke wurden aus dem Gasometer 6,8 l von der Bodenluft gebracht, die unmittelbar vorher bei niederem Barometerstande aus dem Erdboden ausgesaugt worden war. Die Zerstreuung, die zuvor 22 Volt pro 15′ für beide Vorzeichen betragen hatte, wuchs

1) Diese Zeitschrift 3, 574, 1902.

sofort sehr rasch an, so dass die Zerstreuung nur für die einzelnen Minuten beobachtet werden konnte und dieselbe auf 15′ umgerechnet werden musste. Ca. 7 Stunden nach dem Beginn der Lufteinfüllung, die nur 7 Minuten in Anspruch nahm, erreichte die Zerstreuung ein Maximum (465 für +, 490 für —) um erst schneller, dann immer langsamer abzunehmen, vergl. Fig. 1, bei der die Abszissen Stunden, die Ordinaten Volt Spannungsverlust pro 15′ bedeuten, Kurve A. Ein Ersetzen von $^1/_9$ des ursprünglichen Luftvolumens durch Bodenluft

Fig. 1.

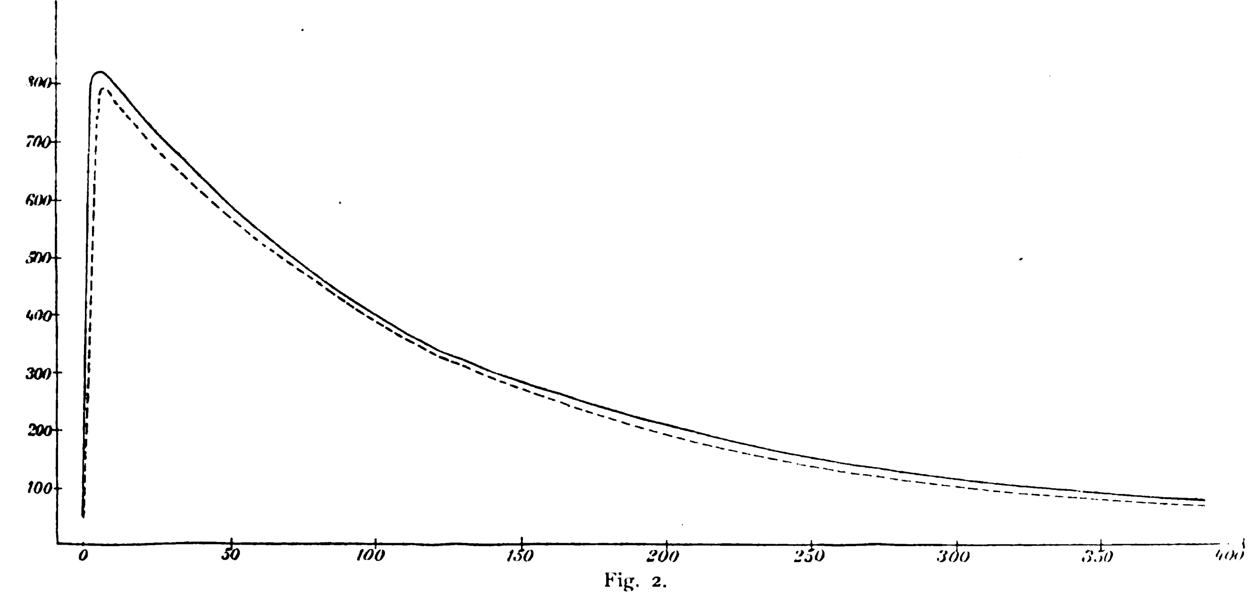


Fig. 2.

erhöht also die Leitfähigkeit des Ganzen auf dass 22fache und zugleich lehrt dieser Versuch, dass auch Metallrohre zur Entnahme der Bodenluft verwendbar sind, die Metallwände die radioaktivierende Wirkung also nicht zerstören.

Nach vier Tagen wurden abermals 6,8 l aus dem Gasometer, der mit derselben Bodenluftprobe gefüllt gestanden hatte, in die Glocke überführt (B Fig. 1) und sofort stieg die Zerstreuung, die unterdessen bis auf 250 für +, 265 für — Ladungen gesunken war, wieder erheblich an, ein Zeichen dafür, dass sich auch innerhalb der Zinkwände des Gasometers die aktivierende Wirkung der eingeschlossenen Luft erhalten hatte.

Bei diesen Beobachtungsreihen war wie bei allen folgenden bemerkenswert, dass sich schon unmittelbar nach Einsetzen der ionisierenden Wirkung der eingebrachten Luft eine deutliche Unipolarität der Leitung in dem Sinne bemerklich machte, dass positive Ladungen langsamer entladen werden als negative; so liegen in allen Kurven der Figuren 1 und 2 die der + Zerstreuung entsprechenden Linien unterhalb der die — Zerstreuung darstellenden Kurven, sie parallel begleitend. Wenn auch einzelne Werte ein davon abweichendes Verhalten zeigten, so ist nicht zu vergessen, dass die Ablesungsfehler mit den abgelesenen Spannungsdifferenzen mit verfünfzehnfacht werden, also kleine Unregelmässigkeiten im Blättchenrückgang hierbei stark vergrössert zum Ausdruck kommen. Legt man durch die der + Entladung und der — Entladung entsprechenden Punkte Kurven, welche sich möglichst eng dem mittleren Verlaufe der entsprechenden Punktreihen anschliessen, so erhält man die hier verkleinert wiedergegebenen Kurven. [1])

Man muss aus diesem Verhalten schliessen, dass die — Elektronen schneller ihre Ladungen an die geerdeten Wände abgeben, so dass schon nach kurzer Zeit ein Überschuss an + Elektronen in dem abgeschlossenen Gasraume vorhanden ist. Das Verhältnis von — zu + Zerstreuung, welches bei jeder Einzelmessung berechnet wurde, weist im Mittel den Wert $q = 1,10$ auf, bemerkenswerterweise gerade **den** Wert, der bei uns auch im Freien gewöhnlich beobachtet wird. Da sich auch bei dieser Gasionisierung durch Bodenluft die gebildeten + Elektronen langsamer als die — Elektronen unter der Wirkung desselben Gefälles bewegen, so muss das thatsächliche Mengenverhältnis beider Arten den Wert von 1,10 noch übersteigen.

2. In der Bodenluft ist Kohlensäure und Wasserdampf in reichlichem Masse vorhanden. Um zunächst zu prüfen, ob diesen Bestandteilen eine wesentliche Rolle bei der Erscheinung zufalle, wurde bei einer anderen Versuchsreihe zwischen Gasometer und Glocke eine Waschflasche mit konzentrierter Kalilauge und zwei Flaschen mit reinster direkt vor dem Gebrauche von allen flüchtigeren Bestandteilen gereinigter konzentrierter Schwefelsäure (Siedepunkt 338° C.) vorgeschaltet. Das Verhalten der durch diese Absorptionsmittel gegangenen Bodenluft wurde unter der Glocke 16 Tage lang durch tägliche Prüfungen der Leitfähigkeit verfolgt. Schon als nur wenige Liter der Luft zu der unter der Glocke abgeschlossenen Luft, der eine Zerstreuung von 34 Volt für +, 36 für — Ladung zukam, zugelassen worden waren, stieg die Zerstreuung auf das Fünffache (152 für +, 175 für —, immer auf 15 Minuten umgerechnet), so dass die Zerstreuung nur noch aus Beobachtungen von 3′ Dauer, später von 1′ Dauer ermittelt werden konnte. Als ca. 40 l Bodenluft durch die Flasche in die Glocke hinübergetrieben und dann alle Hähne geschlossen waren, hatte sich nach ca. 3½ Stunden seit dem Beginn der Einleitung der Bodenluft die Zerstreuung auf 697 für +, 810 für — erhöht. Die Temperatur war dabei nur von 18,4° auf 19,0° gestiegen. Bemerkenswert ist auch hier wieder die rasche Ausbildung einer ausgesprochenen Unipolarität $q = V_- / V_+ = 1,16$ in dem Sinne, dass die Zahl der — Elektronen stark vermindert erscheint.

Den weiteren Verlauf der Ionisierung der eingeschlossenen Luft erkennt man aus Fig. 2. Wir haben diese Beobachtungsreihe so weit fortgesetzt, bis die Entladungswerte nahezu auf einen konstanten Endwert herabgesunken waren, um über die Abklingung der Wirkung genauere Anhaltspunkte zu gewinnen, die bekanntlich für die Natur der betreffenden aktivierenden Ursache charakteristisch ist. [1])

Man sieht, dass dem rapiden Ansteigen der Zerstreuung unmittelbar nach dem Einlassen der Bodenluft nach ca. 6 Stunden ein Herabgehen

1) Anmerkung. Angesichts dieser bei unseren Glockenversuchen immer auftretenden Unipolarität könnte der Verdacht entstehen, dass während der Zeit, in der das Gas vollkommen sich selbst überlassen bleibt (also während der bei weitem überwiegenden Zeit, in der nicht gemessen wird), ein schwaches elektrisches Feld von bestimmter Richtung gewirkt und das Gas im Sinne einer teilweisen einseitigen Auselektrolysierung beeinflusst habe. Dies wäre vielleicht auch der Fall gewesen, wenn wir die zum Laden dienende Sonde nur zum Laden herabgelassen, im übrigen aber den Zerstreuungskörper isoliert, das Schutznetz und das Bodenblech des Apparates geerdet belassen hätten. Denn in der Nähe befindliche, gegen Erde nur mangelhaft isolierte Starkstromanlagen könnten dann leicht nach der Aufhebung der metallischen Verbindung des Zerstreuungskörpers mit seiner Umgebung diese letztere auf ein anderes Potential bringen, als der Zerstreuungskörper und die Umgebung im Momente der Aufhebung einer leitenden Verbindung gehabt hatten. Um diesem vorzubeugen, haben wir unmittelbar nach jeder Messung die Sonde wieder herabgelassen, so dass alle Teile der Anordnung sich dauernd auf dem gleichen Spannungsniveau erhalten mussten.

1) Vergl. z. B. die Arbeit von E. Rutherford und S. J. Allen, diese Zeitschrift **3**, 225, 1902.



derselben folgt, welches von dem Maximum aus erst schnell, dann aber immer langsamer zu niedrigeren Werten führt. Bei — Ladung schliessen sich nach etwa 380 Stunden (nach Passieren des Maximums von 820 Volt Verlust) die Zerstreuungen dem Endwerte von 80 Volt asymptotisch an, welcher dann während sehr langer Zeit beibehalten wird; auf die Hälfte sind die Zerstreuungswerte bereits nach 77 Stunden gesunken. Bei + Ladung (Maximum von 800 Volt, asymptotisch erreichter Endwert 70 Volt) klingt die Wirkung nach 78 Stunden, also in nahezu derselben Zeit bis auf die Hälfte ab.

Die in der ionisierenden Luft vorhandene Wirkung klingt bei weitem langsamer ab, als dies bei irgend einer anderen induzierten Wirkung seither beobachtet wurde; vielleicht hängt diese Eigenschaft mit dem grossen Durchdringungsvermögen der von ionisierter Luft erregten Strahlung allen anderen Strahlungen gegenüber zusammen.[1])

3. Bringt die Bodenluft die geschilderten aktivierenden Wirkungen dadurch hervor, dass sie schon selbst Elektronen mitbringt, die gegen die Bestandteile des eingeschlossenen Gases stossend neue Elektronen in diesem erzeugen und dadurch dessen Leitfähigkeit erhöhen, oder ist in der Bodenluft ein Bestandteil vorhanden, der an sich elektrisch neutral bei seinem Eintritt in eine grössere ruhende Luftmasse in dieser elektrisch geladene Teilchen hervorruft, die den elektrischen Kräften des Zerstreuungskörpers folgen und die an diesem beobachteten Ladungsverluste bewirken? Um diese Frage zu entscheiden, haben wir bei den folgenden beiden Versuchsreihen die Bodenluft durch ein starkes elektrisches Feld streichen lassen, ehe sie unter die Glasglocke gelangte. In ein 40 cm langes, innen 2,6 cm weites Messingrohr war ein 36 cm langer, 1,8 cm dicker an den Enden gerundeter Messingcylinder auf je drei kleinen Bernsteinstücken an seinen Enden lagernd konaxial eingelegt, so dass zwischen beiden Cylindern ein nur 4 mm breiter Raum ringsum übrig blieb. Auf die Enden des äusseren Cylinders waren Glaskappen gekittet, die sich an den Enden zu Glasröhren verjüngten; durch die eine derselben war, durch Bernsteinstopfen isoliert, ein Zuleitungsdraht zu dem Innencylinder gezogen. Der äussere Cylinder wurde zur Erde abgeleitet, der innere mit dem einen Pole einer Hochspannungs-Akkumulatorenbatterie verbunden.

Wenn in dieser Weise zwischen den beiden Cylindern ein Spannungsgefälle von 1200 Volt/cm hergestellt wurde, so konnte man annehmen, dass jeder elektrisch nicht neutrale Bestandteil, der der durchgeleiteten Luft etwa beigemischt war, mit Sicherheit durch die elektrischen Kräfte aus ihr entfernt wurde.

Bei der folgenden Reihe (Fig. 1 C) war ausser den oben bereits erwähnten Absorptionsmitteln ausserdem noch eine Waschflasche mit einer Lösung von Chromsäure in konzentrierter Schwefelsäure zur Vernichtung etwaiger flüchtiger Humusbestandteile vorgeschaltet. Nach Einlassen von 37,5 l Bodenluft in die Glocke, stieg die Leitfähigkeit nach 3 Stunden von 138 für + auf 930, von 147 für — auf 945, um dann in der gewöhnlichen Weise wieder zu fallen. Also auch nachdem der Bodenluft alle Elektronen genommen sind, übt sie noch eine sehr starke ionisierende Wirkung aus; sie muss also eine Emanation enthalten, die an sich elektrisch neutral in einer ruhenden Gasmasse elektrische Bestandteile hervorruft, ganz ähnlich wie die namentlich von E. Rutherford genauer untersuchten Emanationen, welche von Radium- und Thorpräparaten ausgehen.

Nachdem die Wirkung dieser Emanation 140 Stunden lang verfolgt worden war, wurde die Luft aus der Glocke ausgesaugt und gewöhnliche Luft von sehr geringer Leitfähigkeit nachgefüllt (bei D in Fig. 1). Die Zerstreuungswerte unter der Glocke fielen sehr rasch bis auf die bei E ersichtlichen Werte, aber zunächst nicht weiter. Die Emanation hatte augenscheinlich die Wände der Glasglocke, das Netz, den Zerstreuungskörper u. s. w. aktiviert, so dass ein unverhältnismässig hoher Betrag an Leitfähigkeit noch vorhanden blieb auch nach völligem Luftwechsel. Erst allmählich sanken die Zerstreuungswerte weiter und weiter.

4. Ausser den genannten Bestandteilen enthält jede Bodenluft noch Methan in reichlicherem Masse. Für dieses existiert kein direktes Absorptionsmittel[1]), man muss es zerstören, z. B. über glühendem Kupferoxyd zu Kohlensäure und Wasserdampf verbrennen. Daher haben wir bei einer weiteren Versuchsreihe die in dem Gasometer aufgefangene Bodenluft durch ein 1 m langes Verbrennungsrohr mit CuO, welches dauernd auf Rotglühhitze gehalten wurde, dann durch Kalilauge, Chromsäure und Schwefelsäure geleitet. Damit von dem glühenden Körper nicht etwa Ionen mit in die Glocke übergingen, wurde ausserdem noch der Doppelcylinder mit 1300 Volt/cm Gefälle eingeschaltet und wieder 37,5 l eingelassen. Die Zerstreuungen giebt das Kurvenpaar F (Fig. 1). Man sieht, dass nicht die frühere Leitfähigkeit (Kurve C) erreicht wird. Dass dies nicht an dem fehlenden Sumpfgas liegt, wurde durch eine andere Versuchsreihe

1) Vergl. Rutherford-Allen a. a. O. 228.

1) W. Hempel, Gasanalytische Methoden, 3. Auflage, S. 203, 1900.

erwiesen, bei der in die vorher gut ausgelüftete und mit Zimmerluft gefüllte Glocke direkt aus essigsaurem Natron und Natronkalk frisch bereitetes Methan eingeleitet wurde; eine Erhöhung der Leitfähigkeit war nicht zu bemerken.

Aus obigem Versuche ist demnach zu schliessen, dass die Wirksamkeit der Bodenemanation durch Erhitzen der Luft bis zur Rotgluthitze wohl vermindert, aber nicht völlig zerstört wird.

5. Dass die aktivierende Wirkung der aus den Erdkapillaren stammenden Luft zum wesentlichen Teile auf einer Emanation beruht, die erst dann zur vollen Geltung kommt, wenn sie auf grössere ruhende Luftmassen eine gewisse Zeit lang einwirken kann, wird auch noch durch zahlreiche Versuche bestätigt, die wir bei den verschiedensten Witterungsbedingungen in der folgenden Form anstellten: Zwischen das in die Erde gesteckte Eisenrohr und den ansaugenden Gasometer wurde ein horizontal liegender Cylinderkondensator eingeschaltet, dessen äusserer 42 cm langer, 2,9 cm weiter Mantel geerdet, dessen innerer 39 cm langer, 0,5 cm dicker Cylinder von einem vertikalen Stiele getragen wurde, der in ein gut abgedichtetes Elster-Geitelsches Elektroskop gesteckt war. An dem Halse desselben war der Aussencylinder befestigt. Wurde der Innencylinder geladen, dann die Verbindung mit dem Gasometer hergestellt, so musste die vorüberstreichende Bodenluft die Cylinderladung allmählich neutralisieren, falls sie mit freien Elektronen versehen war. Die hierbei beobachteten Ladungsverluste waren aber immer nur von der Grössenordnung der vor und nach jedem Versuche genau bestimmten Isolationsverluste, so dass keine merkliche Ladung von der Bodenluft an die Cylinderwände abgegeben sein konnte.

Wurden indessen die Versuche in der Weise abgeändert, dass die Bodenluft vom Gasometer aus erst in einen grossen 58 l fassenden, gut ausgetrockneten Glasballon eintreten konnte, in dessen Hals das genannte Cylinderpaar 15 cm tief hineingeschoben war, so zeigten sich ganz andere Wirkungen.[1]) Die Cylinderanordnung erlaubte zugleich die auftretenden Mengen freier Elektronenladungen in absolutem Masse zu messen, da durch Ladungsteilung die Kapazität C des Systems zu 15,1 cm bestimmt worden war. Die am Gasometer abgelesene Literzahl l und der am Elektrometer gemessene, um die Isolationsverluste verminderte Spannungsrückgang V in Volt lässt die im Kubikmeter enthaltene Elektrizitätsmenge

$$E = \frac{C \cdot V \cdot 1000}{300 \cdot l}$$

in elektrostatischen Mengeneinheiten berechnen. So ergab sich beim Einleiten von Bodenluft aus dem Gasometer in den grossen Glasballon und aus diesem durch den Cylinderkondensator $E_+ = 2,7$ unmittelbar beim Beginn der Füllung, $E_- = 19,2$ nach 40 Minuten, $E_+ = 27,6$ nach 1 Stunde. Liess man die Luft hiernach eine weitere Stunde in dem Ballon ruhen, so ergaben sich 98 elektrostatische Mengeneinheiten Verlust in 15′ für + Ladung. Nach zwei Tagen, nach denen sich bei ruhender Luft Verluste von 66,4 el. stat. Einh. am Innencylinder ergaben, wurde die in dem Ballon abgestandene Bodenluft durch den Cylinderkondensator hindurch herausgesaugt und dafür immer ein gleiches Quantum frisch entnommener Bodenluft aus dem Gasometer in den Ballon eingesaugt. Dabei verminderte sich der Elektronengehalt allmählich in folgender Weise:

$$E_+ = 63,\quad E_- = 62,\quad E_+ = 54,\quad E_- = 40,5.$$

Daraus geht hervor, dass die dem Boden unmittelbar entsteigende Luft nur wenig Elektronen mit sich bringt, wohl aber eine Emanation, die bei genügender Zeit in grossen Räumen solche erzeugt.

Bemerkt sei, dass die Luft am Erdboden im Freien in München in dieser Zeit etwa nur eine Einheit freier Elektrizität enthält, dass also durch stagnierende Bodenluft etwa das Sechzigfache an Ionisierung gewonnen werden kann, von dem was im freien Luftraume spontan an solcher hervorgerufen wird.

1) Man muss bei diesen Versuchen vermeiden, enge und lange Rohrverbindungen, namentlich aneinander gesetzte Metallröhren von wechselnder Richtung anzuwenden.
Aus diesem Grunde ist auch der in dieser Zeitschrift **2**, 663, 1901 beschriebene Aspirationsapparat an seiner Mündung nicht mit einer Rohrverengung versehen, sondern das weite Schutzrohr endet wie hier direkt in dem Luftraum, aus dem die zu untersuchende Probe aspiriert werden soll.

München, Physikal. Institut der techn. Hochschule, November 1902.

(Eingegangen 14. November 1902.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Aluminothermie. (I. Teil.)

Von Hans Goldschmidt.

Ein im wesentlichen aus einer Metalloxydverbindung und zerkleinertem Aluminium bestehendes Gemisch brennt, wenn man es an einer Stelle entzündet, ohne äussere Wärmezufuhr von selbst nieder, wobei Temperaturen bis zu schätzungsweise 3000° C. entwickelt werden und das betreffende Metall sich in flüssigem



Zustande unter der gleichfalls geschmolzenen Schlacke (Aluminiumoxyd) ansammelt. Diese vom Verfasser bereits vor einigen Jahren festgestellte Thatsache bildet die Grundlage des aluminothermischen Verfahrens, welches zu bedeutsamer industrieller Verwendung auszugestalten ihm seither gelungen ist. So einfach die chemische Umsetzung ist, vermöge deren die Reaktion zwischen einer Metallsauerstoffverbindung, z. B. Eisenoxyd und Aluminium, zustande kommt, so ausserordentliche Schwierigkeiten bereitete dem Verfasser die Lösung der Frage, auf welche Weise die Umsetzung einzuleiten war, und das umsomehr, als die ersten Versuche ausschliesslich mit einer Mischung von Chromoxyd und Aluminium angestellt wurden, die, wie weiter unten erwähnt wird, sich erst bei einer besonders hohen Temperatur entzünden lässt. Es war nämlich im Anfange nur die Darstellung von kohlenstofffreiem Chrom ins Auge gefasst worden. —

Die Mehrzahl dieser Metalloxyd-Aluminium-Mischungen, deren gesetzlich geschützte Bezeichnung „Thermit" in Wissenschaft und Technik wohl allgemein bekannt sein dürfte, können vermittelst eines glühenden Eisenstabes durchgerührt werden, ohne dass ihre Umsetzung erfolgt. Letztere wird vielmehr, wie erkannt wurde, erst durch eine sehr hohe Temperatur angeregt. Allein als wichtigstes Ergebnis war die Beobachtung anzusehen, dass die durch Entzündung an einem Punkte eingeleitete Umsetzung sich von selbst, ohne jede Wärmezufuhr von aussen, in Gemischen mannigfachster Zusammensetzung (nicht nur aus Metalloxyden mit Aluminium, sondern überhaupt sauerstoff-, schwefel-, auch halogenhaltigen Verbindungen einerseits und Aluminium sowie Magnesium, eventuell auch Calciumcarbid andererseits) fortpflanzte und auch auf neues, dem in Reaktion befindlichen nachgeworfenes Gemenge unverzüglich ausdehnte.

Verschiedenartige Versuche erwiesen ferner das Vorhandensein einer ganzen Reihe von Sauerstoffverbindungen, die, mit Aluminium gemischt, sich sehr leicht bei verhältnismässig niedriger Temperatur entzünden lassen, nach der Entzündung aber sofort eine ganz bedeutende Verbrennungstemperatur entwickeln. Somit bedurfte es nur Aufstreuens dieser leicht entzündlichen, sogenannten Entzündungsgemische (z. B. Baryumsuperoxyd und Aluminium) auf die schwer entzündlichen Gemische sowie der darauffolgenden Entzündung jener vermittelst einer Stichflamme, eines kleinen Magnesiumstreifens, eines glühenden Eisenstabes oder etwas Ähnlichem, um die Reaktion des Gesamtmaterials sofort hervorzurufen. Ausser den Superoxyden besitzen noch eine ganze Anzahl anderer Oxyde, mit feingepulvertem Aluminium gemischt, eine niedere Entzündungstemperatur, z. B. Blei- und Kupferoxyd, Wolfram- und Molybdänsäure u. s. w. — Verfasser stellte anfänglich aus Baryumsuperoxyd-Aluminium-Mischung kleine, durch alkoholische Schellacklösung gebundene, mit eingeklebtem Magnesiumbändchen versehene Kügelchen, sogenannte „Zündkirschen" her, die früher gebraucht wurden und zuverlässige Dienste leisteten. Wird an Stelle von Baryumsuperoxyd Natriumsuperoxyd verwandt, so bewirkt eine sehr niedrige Initialtemperatur bereits die Entzündung des beigemischten Aluminiums, weil die durch die Hydratisierung des Natriumsuperoxyds erzeugte Wärme — die durch Hinzufügen eines Wassertropfens hervorgerufen wird — schon genügt, die Abgabe des Sauerstoffes an das feinverteilte Aluminium zu veranlassen, eine Eigenschaft des Natriumsuperoxyds, die besonders organischen Körpern gegenüber hinlänglich bekannt ist.

Jetzt wird die Entzündung in der Praxis noch einfacher durch Aufwerfen eines in Brand gesetzten Sturmstreichholzes auf das Entzündungsgemisch bewirkt.

Mit der Ausführung dieser Umsetzung ist das Problem gelöst, die bedeutende, im Aluminium aufgespeicherte Energie auf einfachste Weise in Freiheit zu setzen und den verschiedensten Zwecken dienstbar zu machen. Auf Grund dieser Entdeckung ist eine neue Industrie ins Leben gerufen worden, die mit dem eingangs erwähnten, bereits internationalen Namen „Aluminothermie" bezeichnet wird.

Frühere, zum Teil schon etwa 50 Jahre zurückliegende Versuche, das Aluminium als Reduktionsmittel zu verwenden, knüpfen sich besonders an die Namen Wöhler und Michel, Deville und die Brüder Tiessiers sowie an Beketoff; zu erwähnen sind noch die Arbeiten von Clemens Winkler über die reduzierenden Eigenschaften des Magnesiums. Spezielle Beachtung haben diese Arbeiten in einem Aufsatze gefunden, den Verfasser in Lieb. Ann. der Chemie, Band **301**, 1898 veröffentlichte.

Alle früheren Forscher arbeiteten ohne Ausnahme in der Weise, dass das Gemisch in einem kleinen Tiegel von aussen erhitzt wurde, ein Verfahren, welches infolge der dabei sehr oft auftretenden, äusserst heftigen Reaktion, nicht einmal deren Verlauf genau zu verfolgen gestattete. Sobald aber eine etwas grössere Menge des Gemisches, das sich zuerst durch äussere Erhitzung fast durchgehends seiner Entzündungstemperatur genähert hatte, plötzlich zur Reaktion gelangte, entstanden heftige, manchmal sogar gefährliche Explosionen.

Was nun die Frage nach der Höhe der aus der Aluminiumverbrennung resultierenden Temperatur anbetrifft, so ist es nicht möglich, sie auch nur annähernd exakt zu beantworten, da z. Z. keine Methode zur wissenschaftlich ge-

nauen Messung derartig hoher, 2000⁰ wesentlich überschreitender Temperaturen bekannt ist. Verfasser musste sich daher auf ihre schätzungsweise Feststellung vermittelst des Wiborghschen Thermophons beschränken, das in einigen Fabriken zur Bestimmung der allerdings wohl 1000⁰ niedriger liegenden Temperaturen im Martinofen Verwendung findet. Diese Thermophone sind kleine, aus feuerfestem Material gepresste Cylinder von genau gleicher Grösse und Wandstärke, in deren Mitte sich ein Knallquecksilberzündhütchen befindet. Je nach der Höhe der zu messenden Temperatur, verläuft eine kürzere oder längere Zeit, bis die Zersetzungstemperatur des Sprengstoffes im Innern des Körpers erreicht ist und eine schwache Explosion das Ende des Versuches anzeigt. Die der verstrichenen Zeit entsprechenden Temperaturwerte findet man in den für diese Probe ausgearbeiteten Tabellen. Verschiedene, vorschriftsmässig bei der Chromoxydreduktion ausgeführte Messungen ergaben gut übereinstimmende Zahlen für Temperaturen von 2900—3000⁰ C. Bemerkt sei noch, dass in keinem Falle der Schmelzfluss die kleinen Cylinder angegriffen hatte, thatsächlich also die Explosion des Knallquecksilbers allein durch Wärmeleitung verursacht worden war, dass aber die tabellarischen Temperaturangaben, in ihren höheren Werten lediglich auf Extrapolation beruhend, doch nur als Schätzungswerte anzusehen sind.

Auf der Hauptversammlung der deutschen elektrochemischen Gesellschaft in Leipzig (1898) bezeichnete Ostwald das aluminothermische Verfahren, welches Verfasser dort zum ersten Male im Anfangsstadium der Entwickelung vortrug, als „einen Hochofen und Schmiedefeuer in der Westentasche" und hat damit in witziger Weise sehr treffend das wesentliche dieser Erfindung gekennzeichnet, nämlich die grosse Energiedichte, die durch sie in so einfacher Weise zu erreichen ist.

In folgendem sei es mir gestattet, diesem Ostwaldschen Ausspruche eine zahlenmässige Unterlage zu geben, die natürlich auch nur eine annähernde sein kann.

Um einen Anhalt zu gewinnen, mögen zunächst die Verbrennungswärmen einer Anzahl von Elementen (für je 1 kg) mit Sauerstoff zum Vergleiche mit der des Aluminiums hier aufgeführt werden.

Die Zahlen sind den Tabellen von Landolt und Börnstein (II. Auflage 1894) entnommen. Leider fehlt hier gerade die Angabe über Aluminium. Diese Zahl verdankt Verfasser Herrn Dr. Strauss, Chef des physikalischen Laboratoriums der Firma Fried. Krupp in Essen.

H zu H_2O	34553	(Joule)
C zu CO_2	7859	(Berth und Pet.)
Al zu Al_2O_3	7140	(Strauss)[1]
Mg zu MgO	6010	(Rogers)
P zu P_2O_5	5547	(Andrews)
Na zu Na_2O	3293	(Woods)
Ca zu CaO	3284	(Thomsen)
S zu SO_2	2165,6	(Berthelot)
As zu As_2O_5	1462,5	(Thomsen)
Fe zu FeO	1352,6	(Favre u. Silbermann)
Zn zu ZnO	1291,3	(dies.)
Cu zu CuO	593,6	(Joule)
Sn zu SnO	573,6	(Andrews)
Pb zu PbO	243,0	(Thomsen)
Bi zu Bi_2O_3	95,5	(Woods)
Ag zu Ag_2O	27,31	(Thomsen)

Es sei weiterhin versucht, aus dem thermochemischen Verhalten der bei dem aluminothermischen Prozess der Eisenabscheidung beteiligten Stoffe den Nutzeffekt dieses Prozesses zu bestimmen, der nach der Gleichung $Al_2 + Fe_2O_3 = Fe_2 + Al_2O_3$ verläuft. Man kann daraus die thermischen Anteile, welche auf die Reduktion von Fe_2O_3 entfallen, und diejenigen, welche aus der Verbrennung des Aluminiums resultieren, berechnen. Bei dem Vorgange spielen aber auch die Wärmeanteile eine Rolle, die zur Verflüssigung des Schmelzgutes dienen, also des Eisens und der Thonerde. Unberücksichtigt mögen die Wärmemengen bleiben, welche durch Leitung und Strahlung verloren gehen.

Zur Bildung von 1 kg Eisen aus dem Oxyd bedarf es 0,484 kg Aluminium. Diese liefern bei der Verbrennung

$$0{,}484 \cdot 7140 = 3455{,}76 \text{ Kal.}$$

Für die Reduktion von 1 kg Eisen aus dem Oxyd werden (nach Fischers Handbuch der chemischen Technologie 4. bez. 15. Auflage Seite 173) im Durchschnitt 1768 Kalorien benötigt. Das ist der Mittelwert zwischen 1648 und 1887 Wärmeeinheiten. Als Schmelzpunkt des kohlenstoffarmen, sehr reinen, aluminogenetischen Eisens mag 1600⁰ angenommen werden; er liegt thatsächlich wohl etwas niedriger. Die spezifische Wärme des Schmiedeeisens zwischen 4⁰ und 27⁰ wird in den Tabellen von Landolt und Börnstein (nach Petterson und Hedelius) mit 0,108079 angegeben, die latente Schmelzwärme von weissem Gusseisen beziffert sich nach Gruner auf 33, eine Zahl, welche hier in Ermangelung der wohl noch nicht bestimmten Schmelzwärme für Schmiedeeisen eingesetzt werden soll. Es würde somit die zum Schmelzen von 1 kg Eisen nötige Wärmemenge $1600 \cdot 0{,}108 + 33$ Kal. $= 205$ Kal. betragen. Richtiger jedoch ist es, die mittlere spezifische Wärme zwischen 0⁰ und dem Schmelzpunkt 1600⁰ einzusetzen. Diese berechnet sich nach

1) In Ferd. Fischer, Handbuch der chemischen Technologie 1900 (4. resp. 15. Aufl.), S. 343, ist die Bildungswärme von Al_2O_3 mit 3920 angegeben; dies entspricht für 1 kg Aluminium 7259.

Pionchon für ca. 1600 auf 0,19.[1]) Danach ist zu setzen:

$$1600 \cdot 0{,}19 + 33 = 337 \text{ Kal.}$$

Bei der Gewinnung von 1 kg Eisen werden 0,91 kg Thonerde erzeugt. Die Schmelztemperatur der Thonerde, anscheinend noch nicht genau bestimmt, wird bekanntlich im Knallgasgebläse erreicht, durch geringe Mengen aufgelöster Metalloxyde bezw. Metalloxydule aber herabgedrückt. Sie sei mit 1900^0 eingesetzt. (Hierbei sei bemerkt, dass chromoxydhaltiger Korund, der bei der Chromdarstellung sich bildet, entschieden schwerflüssiger ist, als derjenige, welcher Sauerstoffverbindungen des Eisens, Mangans und Nickels aufgenommen hat.) Ferner ist die latente Schmelzwärme der Thonerde wohl nicht bekannt; dieselbe mag zu 50 Kal. angenommen werden, der Zahl, die Gruner für Hochofenschlacke angiebt. Die spezifische Wärme der Thonerde führt Ostwald (Lehrbuch der allgemeinen Chemie 2. Auflage Seite 281) mit 0,2173 an. Demnach berechnet sich die zum Schmelzen von 0,91 kg Thonerde nötige Wärmemenge wie folgt:

$$0{,}2173 \cdot 1900 \cdot 0{,}91 + 50 = 425{,}71.$$

Es wird also, übersichtlich zusammengestellt,

	Wärme verbraucht:		Wärme erzeugt:
Für die Bildung von 1 kg Eisen	1768 Kal.		
Zum Schmelzen desselben . . .	337 „	durch Verbrennen von 0,484 *Al*	3455,76 Kal.
Zum Schmelzen der Schlacke .	425,71 „		
	2530,71 Kal.		3455,76 Kal.

Es bleibt demnach bei der aluminothermischen Eisendarstellung eine Wärmemenge von $3455{,}76 - 2530{,}71 = 925{,}05$ Kal. disponibel. Da 1 kg Thermit praktisch etwa $^1/_2$ kg Eisen ergiebt, so liefert 1 kg Thermit etwa 450 Kal.[2])

Angesichts dieser Zahl, die bei oberflächlicher Betrachtung ausserordentlich niedrig erscheint, möchte man es kaum für möglich halten, dass so überraschende thermische Effekte mit Hilfe des Thermits hervorzubringen sind. Allein man hat sich zu vergegenwärtigen, dass nicht nur die Reaktion, die sich bei sehr hoher Temperatur abspielt, ausserordentlich schnell vor sich geht, sondern auch vor allem keine flüchtigen Verbrennungsprodukte austreten und man deshalb imstande ist, diese Mengen von Kalorien schnell und einfach zu übertragen und besonders gut auszunutzen.

Man kann sich diesen Vorgang auch an der Temperaturerhöhung flüssigen Gusseisens, die durch Zugabe von Thermit erzielt wird, klar machen. Der Schmelzpunkt des weissen Roheisens wird von Ledebur zu 1075^0 angegeben. Die spezifische Wärme des Eisens zwischen 1000 und 1200^0 ist seitens Pionchons mit 0,19887 bezeichnet. Gesetzt den Fall, dass 100 kg flüssigen Gusseisens nur 2 kg Thermit — die etwa 1 kg Eisen ergeben — zugefügt werden, so würden wir damit eine Temperaturerhöhung von

$$\frac{2 \cdot 450}{0{,}19887 \cdot 100} = 45{,}2^0 \text{ C.}$$

erhalten; bei einer Zugabe von 5% Thermit berechnet sich diese Temperaturerhöhung auf etwa 115^0 G.

Die spezifische Wärme des Eisens steigt erheblich mit seiner Temperatur; sie ist bei der Schmelztemperatur des Gusseisens etwa doppelt so hoch, als bei gewöhnlicher Temperatur, d. h. wie oben in den Berechnungen angegeben, etwa 0,2 gegen 0,1. Die Wirkung des hocherhitzten Thermiteisens auf kaltes Eisen, dessen Reaktion auf Wärmezufuhr also doppelt so gross ist als die des heissen, ist sehr beachtenswert und giebt eine Erklärung dafür, dass es kaum einen Zweck hat, die mit dem Thermiteisen zu verschmelzenden Eisenstücke besonders stark anzuwärmen.

Folgende Erwägung klärt wohl den thermischen Effekt am besten auf.

Ein kg Thermit brennt in etwa 1—2 Sekunden ab, sobald etwas grössere Mengen auf einmal im Tiegel entzündet werden, z. B. 10 kg. Gelangen grössere Quantitäten, bei denen grössere Entzündungsflächen in Wirkung treten können, zur Reaktion, so wird das Abbrennen eines kg Thermit noch erheblich beschleunigt.

Angenommen, dass in einer Sekunde beim Abbrennen von 10 kg Thermit nur 300 Kalorien entwickelt werden, so entsprechen diese, wenn wir das mechanische Wärme-Äquivalent — 425 mkg — zu Grunde legen, einer mechanischen Arbeitsleistung von 127 500 mkg oder 1700 Pferdekraftsekunden oder 1149,5 Kilowattsekunden. Das würde der einsekundlichen Wirkung einer Bogenlampe von etwa 30000 Ampère bei 40 Volt gleichkommen. Werden aber 100 kg Thermit in einem Tiegel zur Entzündung gebracht, die ebenfalls in etwa 15 Sekunden niederbrennen, so werden in einer Sekunde 3000 Kalorien entwickelt, die einer Bogenlampe von etwa 300000 Ampère bei 40 Volt entsprächen! Man ersieht hieraus, dass die Wärmeentwickelung während des Abbrennens

1) In Stühlens Ingenieurkalender ist die spezifische Wärme von flüssigem Bessemer Eisen mit 0,207 angegeben.

2) Zu ähnlichen Resultaten kommt Oberbergrat Fr. Kupelwieser in Leoben. Vergl. Österreichische Zeitschrift für Berg- und Hüttenwesen Nr. 12, Jahrg. 47, 25. März 1899.

von Thermit weit intensiver resp. konzentrierter ist, als in einem mit Hilfe des elektrischen Lichtbogens geheizten Ofen. Denn im elektrischen Ofen kann dem Schmelzgut in der Zeiteinheit ein so ungeheurer Strom resp. Wärmemenge praktisch kaum zugeführt werden, vor allem aber nicht innerhalb eines Raumes von wenigen Kubikdecimeter Inhalt, wie es beim Abbrennen von Thermit bewirkt wird. Dass aber das aus dem Thermit entstehende Schmelzgut sogar noch höhere Temperaturen besitzt, als das den elektrischen Ofen verlassende, lehrt der Augenschein ohne weiteres. Jeder, der beispielsweise den Abstich eines grossen Carbidofens beobachtet hat, wird, nachdem er die aluminothermische Reaktion damit verglichen, erkennen, dass die Temperatur der letzteren erheblich höher ist. In einer Arbeit „Über die Darstellung krystallisierter Thonerde im elektrischen Schmelzofen" schreibt Gintl[1]), dass die von ihm geschmolzene Thonerde, die einem Strome von 1000 Ampère und 100 Volt ausgesetzt wurde, „eine zähflüssige Schmelze" ergab; diese enthielt nun zumeist noch erhebliche Mengen von Kieselsäure, war also entschieden unrein und deshalb leichter schmelzbar, als die kieselsäurefreie, im wesentlichen nur etwas Eisenoxydul enthaltende Thonerde, die beim Abbrennen von Thermit entsteht. Die letztere wird aber selbst bei Anwendung kleinerer Mengen völlig dünnflüssig, so dass sie leicht und fast vollständig bei einigermassen schnellem Arbeiten aus dem Tiegel ausgegossen werden kann.

Um einige hundert Kilo eines schwer schmelzbaren Gutes mit Hilfe des elektrischen Stromes in feuerflüssigen Zustand zu bringen, bedarf es im allgemeinen mehrerer Stunden lang der **Energie** von Hunderten von Pferdekräften. Derselbe **Effekt** wird beim Abbrennen von Thermit in **einigen** Minuten eventuell sogar Sekunden **erzielt!**

1) Zeitschrift für angewandte Chemie 1901, **14**, Heft 47, S. 1173/79.

Zwecks Anstellung eines anderen **zahlen**mässigen Vergleichs zwischen der Energie**dichte** im elektrischen Ofen und der des in **Reaktion** befindlichen Thermits, und zwar **speziell des** Eisenthermits, mag sie bezogen werden **auf** *Erg* pro Kubikcentimeter.

Wie oben gesehen, werden beim **Abbrennen** von 10 kg Thermit in einer Sekunde 300 **Kal.** disponibel; diese 10 kg Thermit nehmen **nach** beendigter Reaktion etwa einen Raum **von** 3500 ccm ein. Demnach befinden sich **nach** 15 Sekunden in 1 ccm

$$\frac{4500}{15 \cdot 3500} = 0{,}0857 \text{ Kal.}$$

entsprechend 36,42 mkg. Da 1 mkg = 98100000 *Erg* ist, so haben wir in einer Sekunde in 1 ccm 3572802000 *Erg*.

Die Energiedichte des elektrischen Ofens ist nicht leicht zu übersehen, schon weil die verschiedenartigsten Konstruktionen und Grössenverhältnisse in Frage kommen.

Wird ein Ofentypus, wie beispielsweise der von Stassano zur Stahlbereitung benutzte, dessen Innenraum nur durch Unterhaltung eines mächtigen Lichtbogens erhitzt wird, zum Vergleich herangezogen, so ist die in diesem Ofen herrschende Energiedichte verhältnismässig gering, denn die Grösse seines benutzbaren Raumes beträgt etwa 1 cbm bei einem Kraftverbrauch von etwa 500 H.P.

Die hier herrschende Energiedichte berechnet sich demnach wie folgt:

500 H.P. = 37500 mkg in 1000000 ccm pro Sekunde, also pro Sekunde pro ccm = 0,0375 mkg = 367 · 8750 *Erg*.

Tabelle.

Dauer der Reaktion	Angew. Menge Thermit	Volumen des Reaktionsproduktes	Es werden entwickelt		Dichte der gesamten Energie pro ccm Sek.	Dichte der dispon. Energie pro ccm Sek.	Verhältnis zwischen den Energiedichten	
			insgesamt Kal.	davon disp. Kal.				
15 Sek.	10 kg	3500 ccm	17278,8 = 7343490 mkg	4500 = 1912500 mkg	0,33 Kal. = 140,25 mkg = 13758525000 *Erg.*	0,0857 Kal. = 36,4 mkg = 3570840000 *Erg.*	a) Carbidofen zur gesamten Wärmemenge des Thermits 1 : 188	b) Carbidofen zur disponibl. Wärmemenge des Thermits 1 : 50
	Im elektr. Ofen von 500 H. P. erzeugte Menge Carbid	Volumen der Schmelzzone						
1 Sekunde	0,173 kg	50000 ccm	500 H. P. = 37,500 mkg		0,75 mkg = 73575000 *Erg.*			

Das Verhältnis wäre also im Vergleich zum Thermit, wenn 10 kg abbrennen, etwa 1000 zu 1.

Schliesslich sei die der Zeiteinheit entsprechende Wärmemenge des abbrennenden Thermits verglichen mit der Wärmemenge, welche der Schmelzzone eines mit 500 H.P. betriebenen Calciumcarbidofens pro Sekunde zugeführt wird. Und zwar seien in diesem Falle nicht nur die disponiblen, sondern auch die Gesamtsumme der überhaupt erzeugten Kalorien des Thermits in Rechnung gesetzt. Die Grösse der Schmelzzone ist zu 50 Liter angenommen. Diese Zahl beruht auf einem, dem Verfasser seitens der Société des Carbures in Paris freundlichst zugesandten, ausführlichen Berichte, wonach die Schmelzzone eines solchen Ofens gemäss dortseitig besonders angestellter Versuche 52,4 Liter Inhalt hat.

Das Resultat des Vergleichs ist aus der Tabelle (S. 170) zu ersehen.

(II. Teil folgt.)

BESPRECHUNGEN.

P. Duhem, Thermodynamik und Chemie. 496 Seiten. Paris, Hermann. 1902.

Der Verfasser verfolgt in diesen „Leçons élémentaires à l'usage des chimistes" den Zweck, den Chemiker in die chemische Gleichgewichtslehre und ihre thermodynamischen Grundlagen einzuführen. Schon früher hatte er einmal gezeigt, dass ihm eine elementare Darstellung ebenso hervorragend gelingt wie die streng mathematische Behandlung des gleichen Gegenstandes, wie sie z. B. in dem „Traité élémentaire de mécanique chimique" durchgeführt ist. Während aber letzteres Werk trotz des Titels sich an den mathematisch einigermassen geübten Leser wendet, ist in dem vorliegenden Buche auch von den primitivsten Formeln nur ein ganz bescheidener Gebrauch gemacht.

Der wesentlichste Inhalt des Buches ist das Gebiet, das man als Phasenlehre zu bezeichnen pflegt, also die allgemeine Behandlung der chemischen Gleichgewichte. Die anregende Darstellung bildet einen der Hauptvorzüge des Buches, so dass es nicht nur den Anfänger fesseln, sondern auch für den mit dem Gegenstand Vertrauten eine anziehende Lektüre bilden wird. Vorausgeschickt wird eine Einführung in die allgemeine Thermodynamik. Hier, wie auch gelegentlich später, erweist es sich zur Vermeidung mathematischer Entwicklungen zuweilen als notwendig, einzelne Resultate ohne Beweis einfach mitzuteilen. Der spezielle Teil ist ausserordentlich reich an Beispielen, wobei auch die neueren Arbeiten der deutschen und holländischen Forscher zum Teil eingehende Besprechung erfahren. So werden, um nur einiges zu erwähnen, die Untersuchungen van't Hoffs und seiner Mitarbeiter über die Bildung der ozeanischen Salzablagerungen ausführlich behandelt, desgleichen die Arbeiten von Roozeboom über Schmelzpunkte und Löslichkeit von Mischkrystallen sowie über die Carbide des Eisens. Es ist unzweifelhaft, dass gerade auf diesem Gebiet die Heranziehung von vielen Beispielen, bei deren jedem einzelnen eine andere Seite des Vorgangs mehr in den Vordergrund tritt, sehr dazu beiträgt, die Darstellung zu beleben und dem Leser zur erforderlichen Gewandtheit in der Anwendung der allgemeinen Sätze zu verhelfen.

Der allgemeinen Phasenlehre, welche den grössten Teil des Buches einnimmt, folgt ein Kapitel über das Verhalten der idealen Gase; dagegen vermisst man jede Erwähnung der Gesetze verdünnter Lösungen, die doch vielleicht das fruchtbarste Feld für die Anwendung der Thermodynamik auf die Chemie bilden. — Ein längerer Abschnitt ist den „falschen Gleichgewichten" und der vom Verfasser stammenden thermodynamischen Theorie derselben gewidmet; es haben also auch die neueren Untersuchungen von Bodenstein die Überzeugung des Verfassers, dass es sich hier um wirkliche Gleichgewichtszustände handelt, nicht zu erschüttern vermocht. Das letzte Kapitel behandelt die Reaktionsgeschwindigkeit und die Theorie der Explosionen; doch beschränkt sich der Verfasser hier auf die Erwähnung einiger ganz allgemeiner Sätze, ohne die Grundformeln der chemischen Dynamik zu bringen. Wenn man somit auch in den letzten Kapiteln manches Wichtige vermisst, das man in Deutschland längst als zum sicheren Bestand der Wissenschaft gehörig ansieht, so bildet das Buch doch einen namentlich für den mathematisch nicht vorgebildeten Chemiker ausserordentlich wertvollen Führer in dem so wichtigen und in weiteren Kreisen noch lange nicht genügend gewürdigten Gebiete der chemischen Gleichgewichtslehre. V. Rothmund.

(Eingegangen 10. August 1902.)

H. Helmholtz, Abhandlungen zur Thermodynamik chemischer Vorgänge. Herausgegeben von M. Planck. Ostwalds Klassiker No. 124. 83 Seiten. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1902. M. 1,40.

Dass die vier berühmten Arbeiten, mit denen Helmholtz die Elektrochemie und die

Thermodynamik in so hervorragendem Grade gefördert hat, als ein Bändchen der Ostwaldschen Klassiker erschienen sind, wird der Physiker und Physikochemiker mit grosser Freude begrüssen. In der von berufenster Hand besorgten Herausgabe sind einige Druckfehler und Versehen berichtigt und verschiedene bei dem knappen Stil der Abhandlungen für das Verständnis sehr wertvolle Anmerkungen beigefügt. V. Rothmund.

(Eingegangen 10. August 1902.)

V. A. Julius, Der Äther. Vortrag gehalten am 3. April 1902 im Ferienkurs vor Mittelschullehrern. Haarlem, F. Bohns Erben. 1902. 56 S. Deutsche Übersetzung von G. Siebert. Leipzig, Quandt & Händel. 1902. M. 1,50.

Dies Büchelchen war schon im Druck, als am 1. April der Verfasser unerwartet durch den Tod seiner Arbeit entrissen wurde.

Mit der ihm eigenen Energie hatte er, obwohl schon sehr leidend, seinen Vortrag ausgearbeitet, der ursprünglich nicht für den Druck bestimmt war. Auf Drängen seiner Zuhörer, die gerne sich in die schwierigen Fragen über die Konstitution des Äthers vertiefen wollten, entschloss sich der Verfasser, seinen Vortrag zu veröffentlichen.

Nach einer Einleitung über die Bedeutung und Wert der Hypothesen schildert der Verfasser die Anschauungen von Fresnel und Cauchy über den Bau des Äthers, woran sich Ansichten von Lord Kelvin anschliessen. Der zweite Teil enthält die Maxwell-Faradaysche Theorie und deren glänzende Bestätigung durch Hertz. Im dritten Abschnitt werden die Anschauungen von Lorentz, J. J. Thomson u. a. über die Elektronen auseinandergesetzt, sowie die daran sich anschliessenden Versuche von Zeeman u. s. w. Lichtvoll und klar ohne grössere mathematische Beweise werden die einzelnen Theorien vorgeführt; zu gleicher Zeit wird auch auf die Schwierigkeiten, „die Wolken, welche auf den einzelnen Theorien lagern" (Lord Kelvin) aufmerksam gemacht.

Leider gestattet der Vortrag keinen eingehenden Auszug. Wer sich für die Entwickelung der Äthertheorien, die Anschauungen unserer bedeutendsten Physiker über dieses schwierige Gebiet interessiert, dem kann der Vortrag auf das wärmste empfohlen werden. G. C. Schmidt.

(Eingegangen 22. Juli 1902.)

M. G. Quesneville, Théorie nouvelle de la dispersion. (Neue Theorie der Dispersion.) 69 S. Paris, A. Hermann. 1901.

Die Ansichten des Verfassers sind geeignet, Aufsehen zu erregen. Er ist der Meinung, dass Gleichheit der Geschwindigkeit der verschiedenen Farben im Weltenraum auch Gleichheit derselben in den irdischen Medien nach sich ziehe. Die Ungleichheit letzterer hält er für nicht bewiesen. Er zeigt, dass Cauchy den Fehler beging, immer nur von einem Medium zu reden und glaubt, dass der Ursprung von Refraktion sowohl wie auch Dispersion in einer Übergangsschicht liegt, in welcher die Attraktionskräfte einseitig wirken, mithin die elastische Kraft und die Schwingungsperiode vorübergehend eine Änderung erfahren, während sie ausserhalb gar nicht, innerhalb allseitig wirken. Er stellt mithin eine Art Brücke zwischen der Undulations- und Emissionstheorie her, leitet das Brechungsgesetz in neuer verwickelter Weise ab, weist verschiedenen Forschern (Cauchy, Fermat! u. a.) Unrichtigkeiten nach, zeigt, dass der Widerspruch zwischen Newton-Laplace und Cauchy nur scheinbar ist, und entwickelt aus seinem einheitlichen Grundgedanken eine Theorie der normalen und anomalen Dispersion. Seine Grundformel lautet $n = \lambda_0 / \lambda = (v_0 / v) \cdot \tau : (\tau + \vartheta)$, wobei sich der Index $_0$ auf den leeren Raum bezieht, v_0 und v von λ unabhängig sind. Die Periode τ erfährt in der Übergangsschicht eine Verkleinerung (normale) bezw. eine Vergrösserung ϑ (anomale Dispersion). Das 1. Glied der Dispersionsformel von Cauchy wird gleich dem Verhältnis der Geschwindigkeiten des weissen Lichtes v_0/v, welches für alle Farben konstant ist. Auch auf die Metallreflexion geht Quesneville ein. Leider war mir infolge notwendiger Einschränkung nur eine Durchsicht der Schrift möglich. Ohne eingehendes, gründliches — infolge der vielen Indices und Accente nicht eben leichtes — Studium erscheint eine kritische Beurteilung nicht denkbar.

Karl Strehl.

(Eingegangen 17. Juli 1902.)

J. Scheiner, Strahlung und Temperatur der Sonne. IV u. 99 S. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1900. M. 2,40.

Nachdem die Physik mit den schönen Gesetzen der Temperaturstrahlung schwarzer Körper eine so reinliche Scheidung von Licht und Finsternis in diesem Gebiete zu stande gebracht hat, ist der Versuch des Verfassers sehr zeitgemäss, die der Sonnenstrahlung gewidmete Arbeit unter den modernen physikalischen Gesichtspunkten einmal kritisch zu ordnen. Das geschieht, indem optische, thermische, chemische und elektrodynamische Strahlung in gesonderten Kapiteln behandelt wird, von denen das zweite naturgemäss weitaus überwiegt. Schon diese Einteilung scheint, physikalisch genommen, noch nicht weitgehend genug von den Rudimenten älterer Anschauungen gereinigt. Dasselbe wird der Physiker auch wohl in der Darstellung hier

und da empfinden. Indessen schreibt der Verfasser als Astrophysiker für astronomisch gebildete Leser, denen die physikalische Identität der elektromagnetischen Strahlung am Ende doch noch nicht so in Fleisch und Blut übergegangen ist, wie dem modernen Physiker.

Vorausgeschickt wird ein Kapitel über die Absorption in der Erdatmosphäre, über deren Einfluss man sich natürlich vor allem klar sein muss, wenn richtige und richtig gedeutete Messungen der Sonnenstrahlung erhalten werden sollen. Das Kapitel über die Lichtstrahlung der Sonne behandelt die zahlreichen photometrischen Vergleichungen der Sonne mit anderen Lichtquellen, teils irdischen, teils kosmischen, Versuche, die nach unserem heutigen Standpunkte für das Problem einen untergeordneten Wert haben. Wenigstens wird die moderne photometrische Temperaturbestimmung von Strahlungsquellen nicht erwähnt, wohl weil sie jünger ist als das Buch. Das Kapitel von der Wärmestrahlung der Sonne ist das gehaltvollste. Hier wird das Problem des absolut schwarzen Körpers behandelt und die Schwierigkeit, die durch die Abweichung des Sonnenkörpers von ihm erwächst. Es werden die Strahlungsgesetze aufgestellt und das allgemeine Prinzip, mit ihrer Hilfe aus der gemessenen Sonnenstrahlung die Temperatur zu erschliessen. Dabei bereitet schon die Definition der Sonnentemperatur grosse Schwierigkeiten, da wir den Stoff der Sonne bezw. dessen Emissionsvermögen nicht kennen. Man setzt nach Le Chatelier dieses Emissionsvermögen der Sonne gleich 1 und nennt die dadurch definierte Temperatur derselben die effektive. Der Schluss ist: „Selbst nach genügender Lösung des Problems der Wärmeextinktion in der Erdatmosphäre lässt sich aus Strahlungsbeobachtungen nicht die wirkliche in der Photosphäre herrschende Sonnentemperatur finden, sondern nur die Temperatur eines absolut schwarzen Körpers vom gleichen scheinbaren Durchmesser und gleichem Strahlungseffekte." Nun werden alle auf das Stefansche Gesetz gestützten Versuche diskutiert und in ihren Ergebnissen zusammengestellt. Es ergiebt sich ein Mittelwert von 7000^0 abs., der sich auf 7760^0 für die wahre, von der Photosphäre ausgehende Strahlung erhöht, wenn man der Absorption in den oberhalb der Photosphäre liegenden Schichten nach den Messungen des Lichtabfalls der scheinbaren Sonnenscheibe von der Mitte zum Rande Rechnung trägt.

Weiter werden die indirekten, sich auf irgend welche Hypothesen über die Konstitution der Sonne stützenden Methoden zur Bestimmung der Sonnentemperatur erwähnt. Darunter auch die auf das Wiensche Verschiebungsgesetz basierte. Durch die neueren Untersuchungen ist dasselbe aber doch wohl über den Charakter des Hypothetischen soweit hinaus, dass wir heute diese Bestimmungsweise unter die direkten setzen würden. Man erhält nach ihr im Mittel 4870^0.

Ein Abschnitt ist den Veränderungen der Sonnentemperatur gewidmet. Hier finden sich alle Hypothesen, das Äquivalent für die fortdauernden Strahlungsverluste der Sonne zu ermitteln. Am meisten Anhänger hat wohl die Helmholtzsche Kontraktionstheorie. Über den Einfluss der Sonnenflecken auf die Strahlung scheint man noch recht wenig Exaktes zu wissen. Interessant ist die Überschlagsrechnung Dubois', dass schon eine Schwankung der Sonnentemperatur um 3 Proz. genügen würde, in Europa eine mittlere Jahrestemperatur von 0^0, d. h. eine Eiszeit hervorzubringen.

Sehr interessant sind auch die Betrachtungen, die sich über die Temperatur der Sonne in verschiedenen Entwicklungsphasen ihres Systems aus der Helmholtzschen Theorie ergeben. Da das ursprüngliche Nebularsystem sich anfangs von nahe 0^0 abs. an unter fortwährender Steigerung der Temperatur verdichtet haben muss, so muss einmal ein Wendepunkt in der Temperaturkurve eintreten. Das Problem ist von Ritter theoretisch behandelt und führt zu einigen interessanten Sätzen: Wäre z. B. die Sonne ein Gasball im adiabatischen Gleichgewichte, so müsste noch heute ihre Strahlungsintensität in starker Zunahme begriffen sein. Der Verfasser entnimmt allerdings mancherlei Anzeichen, dass bei der Sonne der Kulminationspunkt bereits überschritten, oder gerade erreicht ist, wie es auch der dem Gefühl entspringenden landläufigen Ansicht entspricht.

Von elektrodynamischer Strahlung der Sonne ist bisher nichts nachgewiesen. Vielleicht deuten die Nordlichtphänomene darauf, dass eine solche Strahlung existiert, aber in den obersten Schichten unserer Atmosphäre absorbiert wird. Auch eine von Eschenhagen beobachtete Art magnetischer Störungen von Perioden bis 12 Sek. herunter könnte durch solche elektrodynamische Wellen veranlasst sein.

In einem Anhang wird mit Rücksicht auf die Helmholtzsche Theorie die Messung des Sonnendurchmessers behandelt. Der genaueste und einwurffreieste Wert ergiebt sich zu $31' 59, 26'' \pm 0, 10$. Periodische Schwankungen und solche säkularen Charakters sind bisher nicht feststellbar gewesen.

Das reichhaltige Buch wird auch für die Physik von anregendem Werte sein. Schade, dass keinerlei Inhalts- und Namensverzeichnis beigegeben wurde. H. Th. Simon.

(Eingegangen 8. September 1902.)

W. J. van Bebber, Anleitung zur Aufstellung von Wettervorhersagen. IV u. 38 Seiten. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1902. Preis M. 0,60.

Das kleine Buch enthält in gedrängter Übersicht allgemeinverständlich dargestellt das Verfahren der modernen synoptischen Meteorologie, mit Hilfe der täglichen 8 Uhr Beobachtungen des Beobachtungsnetzes Wetterkarten zu zeichnen und aus der dadurch charakterisierten Wetterlage eine Prognose auf den weiteren Verlauf der Witterungsvorgänge zu stellen. Es soll zu einer möglichst allgemeinen Verbreitung des Verständnisses in diesen Dingen, namentlich bei den Landwirten, beitragen und ist sowohl durch die vortreffliche Art der Darstellung, wie auch den überaus billigen Preis wohl geeignet, diese Aufgabe zu erfüllen. van Bebber ist auf dem Gebiete der synoptischen Meteorologie Klassiker und Vorkämpfer. Die vor zwei Jahren (1900) durchgeführte Reform der Wettertelegraphie des Seewartenetzes ist seinem Betreiben zu danken. Seitdem ist in Hamburg vor 9 Uhr das 8 Uhr-Witterungsmaterial von 49 europäischen Stationen bekannt; um 10 Uhr ist das Material von 35 aus diesen ausgewählten Stationen als erste (monatlich M. 20 kostende) Abonnementsdepesche allenthalben in Deutschland verteilt; gleichzeitig wird als zweite (M. 10 monatlich kostende) Abonnementsdepesche eine von der Seewarte gegebene Witterungsübersicht nebst allgemeiner Prognose versandt. Wir erfahren weiter, wie man das Depeschenmaterial zu Wetterkarten verarbeitet und was die Wetterkarte lehrt (Lehre von den Depressionen und Hochdruckgebieten.) Schliesslich giebt v. Bebber eine graphische wie tabellarische Charakteristik der von ihm aufgestellten 5 typischen europäischen Wetterlagen. Hat man die gegebene Wetterlage in diese Wettertypen untergebracht, so ergiebt sich die wahrscheinlichste Weiterentwicklung sowohl innerhalb des Typus selbst (Prognose auf den nächsten Tag) als auch in einen anderen der übrigen Typen (Prognose auf mehrere Tage voraus) aus der Tabelle. Natürlich muss persönliche und lokale Erfahrung das beste mit dazu thun, um die Treffsicherheit der Prognose zu erhöhen.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 23. August 1902.)

R. Börnstein, Schul-Wetterkarten, 12 Wandkarten unter Benutzung der Typen von van Bebber und Tiesserence de Bort für Unterrichtszwecke zusammengestellt. Berlin, D. Reimer. 1902. Preis pro Karte M. 3,—.

Die vorliegende Karte, welche den Typus I nach v. Bebber zur Darstellung bringt, giebt in der Gestalt der täglichen Wetterkarten der deutschen Seewarte eine besonders charakteristische Darstellung der Luftdruckverteilung, wie sie stattfindet, wenn vom Ozean eine Depression herannaht, die uns im Sommer dadurch meist trübes Wetter bringt, dass das nordöstlich gelegene Maximum des Luftdruckes die Wetterlage noch beherrscht. Da die Karte in sehr grossem Massstab angefertigt ist, hat Luftdruck- und Temperatur-Verteilung auf einem grossen „Planiglobus" dargestellt werden müssen, was durch die Benutzung schwarzer und roter Kurven ermöglicht worden ist. Die Übersichtlichkeit hat kaum darunter gelitten. Es ist sehr zu begrüssen, dass mit der Herausgabe dieser Karten es leicht gemacht wird, schon ohne viele Mühe in der Schule die Gesetze zu erläutern, nach denen man heutigen Tages in der Lage ist, einige Schlüsse auf die voraussichtliche Witterung zu machen. Das Lesen und Verstehen der Wetterkarten, wie sie jetzt fast jede grössere Zeitung enthält, wird dadurch weit grösseren Kreisen des Volkes nahe gebracht. Es wird allerdings dabei vorauszusetzen sein, dass der die Karten interpretierende Lehrer sich bewusst ist, was eine solche Karte zu geben im stande ist und dass die darauf dargestellte allgemeine Wetterlage noch sehr die Kenntnis der lokalen Verhältnisse erfordert, wenn man auf Grund derselben eine „wahrscheinliche" Prognose aufstellen will. Vor allem dürfte dabei nie ausser acht gelassen werden, dass unsere Kenntnisse über die die Witterung beeinflussenden Vorgänge, namentlich in den höheren Schichten der Atmosphäre, noch recht lückenhaft sind. Wenn die übrigen Karten in gleich zweckmässiger Weise ausgeführt sind, wie die dem Ref. vorliegende, so wird durch deren verständige Demonstration in den höheren Klassen unserer Schulen eine sehr erfreuliche und wertvolle Kenntnis der das Wetter beeinflussenden Faktoren erzielt werden können.

L. A.

(Eingegangen 13. Oktober 1902.)

Fr. Rüdorff, Grundriss der Chemie. 12. Auflage, völlig neu bearbeitet von R. Lüpke. 532 Seiten mit 294 Holzschnitten und 2 Tafeln. Berlin, H. W. Müller. 1902. M. 5,—.

Das altbekannte Lehrbuch der Chemie von Rüdorff hat durch Lüpke eine vortreffliche Neubearbeitung erfahren, wodurch es zu den allerbesten Hilfsmitteln auf dem Gebiete des chemischen Unterrichts zu zählen sein dürfte. Die Umarbeitung hat allerdings Zeitmangels wegen den organischen Teil noch nicht berührt; der anorganische ist dagegen auf den doppelten Umfang angewachsen. In der That tritt die organische Chemie auf höheren Lehr-

anstalten ja auch naturgemäss in den Hintergrund. Das Buch giebt nicht allein über alle wichtigen experimentellen Hilfsmittel für den Unterricht Aufschluss, sondern nimmt auch auf die chemische Technik im grossen die weitgehendste Rücksicht. Dahin gehört ein Abschnitt über Beleuchtungswesen, über Keramik, über Sprengstoffe und über Photochemie und und anderes. Insbesondere sind metallurgische Prozesse, die Verhüttungen der Erze eingehend im modernen Sinne behandelt und gleichzeitig wird überall ein Ausblick auf den Welthandel, auf den Anteil der einzelnen Länder an der chemischen Grossindustrie gegeben.

Die theoretische Chemie ist nicht zu einem systematischen Ganzen vereinigt, sondern schliesst sich aus pädagogischen Gründen überall an die einzelnen Abschnitte der Experimentalchemie da an, wo sie naturgemäss hingehört. — Wir sind überzeugt, dass das Buch in seinem neuen Gewande sich bald überall Eingang verschaffen wird. O. Behrendsen.

(Eingegangen 3. August 1902.)

M. Wildermann, Jahrbuch der Naturwissenschaften 1901 bis 1902. 533 Seiten und 53 Abbildungen. Freiburg i. B. Herdersche Verlagshandlung. 1902. M. 6,—.

Das Wildermannsche Jahrbuch soll, ohne in einzelne Gebiete tiefer einzudringen, von den Fortschritten der gesamten Naturwissenschaften ein übersichtliches Bild geben.

Der Abschnitt über Physik ist vom Herausgeber selbst verfasst und bringt über Oberflächenspannung, Luftwiderstand, über einige Schallphänomene, wie z. B. über die singenden Flammen und die Flammentelephonie Simons, klar geschriebene Berichte. Weniger ist über Wärmelehre und die eigentliche Optik, dagegen ziemlich gründlich über die Grenzgebiete der Elektrizität und des Lichtes referiert. Hier handelt es sich besonders um Röntgen-Kathoden- und Becquerelstrahlen, auch werden die Versuche, das Nordlicht durch kosmische Kathodenstrahlen zu erklären, kurz gestreift. Der Abschnitt über Elektrizität bespricht die neuen Versuche Teslas, den Edisonakkumulator, die Fortschritte in der Schnell- und Funkentelegraphie. — Überall wird lieber das Gebrachte gründlich dargestellt, als Vielerlei oberflächlich gestreift. O. Behrendsen.

(Eingegangen 3. August 1902.)

W. Abendroth, Leitfaden der Physik mit Einschluss der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie. I. Band, 3. Auflage. 221 Seiten mit 125 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1902. M. 3,60.

Das sehr beachtungswerte Buch ist für die Gymnasien Sachsens bestimmt; der vorliegende Band umfasst das Pensum der Sekunda, Wärmelehre und Elektrizität.

Die mit Recht von dem Verfasser in der Vorrede hervorgehobenen Schwierigkeiten, welche der Umstand mit sich bringt, dass der Unterricht in der Mechanik erst viel später einsetzt, statt den beiden erwähnten Gebieten begründend voranzugehn, liessen sich am einfachsten durch eine Umlegung beseitigen. Der Verfasser fühlt sich indes genötigt, der Untersekunda einen Kursus zuzuweisen, der die wichtigsten Vorbegriffe, insbesondere aus der Mechanik und Chemie bringt. Zu bedauern ist, dass diese letztere Wissenschaft dabei recht sehr zu kurz kommt.

Das Werk ist recht inhaltsreich und klar und verständig geschrieben, so dass es wohl, wie es der Verfasser beabsichtigt, den Schüler zu selbständiger Lektüre anzuregen vermag. Mathematische Behandlungsweise fehlt zwar nicht ganz, tritt aber sehr in den Hintergrund; daher werden auch die absoluten elektrischen Masse nur empirisch abgeleitet und ihre Beziehungen zu den Gesetzen des Elektromagnetismus nicht klargelegt. Einer der wenigen in dieser Richtung gemachten Versuche, die Strommessung mit der Tangentenbussole, ist als gescheitert anzusehen, da der Verfasser (S. 90) in der Ableitung des Gesetzes die Stromstärke S beständig mit der magnetischen Kraft des Stromkreises verwechselt. Auch sonst kommen Flüchtigkeiten vor, so ist z. B. die Behauptung (S. 57), dass das Elektroskop sowohl Ladungen als Potentiale messe, doch etwas gewagt. Das Elektroskop misst immer nur Potentiale, aber aus den Potentialen kann man wohl auf die Ladung einen Rückschluss machen.

Das Buch würde noch erheblich gewinnen, wenn der Verfasser sich von einer grösseren Zahl antiquierter Dinge trennen wollte. Was soll in einem modernen Lehrbuche noch die ausführliche Behandlung der Voltasäule, der Coulombschen Drehwage, die doch als Schulapparat unbrauchbar ist. Was soll die elektrische Reibungsreihe, das Eiskalorimeter Lavoisiers, die alten magnet-elektrischen Maschinen und vieles andere, was eben nur noch aus historischen Gründen immer wieder mitgeschleppt wird.

O. Behrendsen.

(Eingegangen 3. August 1902.)

E. H. Griffiths, The thermal measurement of energy. Cambridge 1901. 135 S.

Die Vorlesungen, welche der Verfasser vor einem zum grossen Teil aus Lehrern der Naturwissenschaften bestehenden Zuhörerkreis über das mechanische Wärmeäquivalent und seine

Bestimmung gehalten hat, bilden den Inhalt des Buches. Dem entspricht auch die Darstellung und die nicht grossen an den Leser gestellten Voraussetzungen. Mathematische Formeln sind vermieden, doch ist die Behandlung eine vollkommen wissenschaftliche, und, wenn es das Verständnis erfordert, werden auch etwas eingehendere theoretische Überlegungen nicht vermieden. Der Schwerpunkt der Schrift liegt aber immer auf dem experimentellen Gebiet, auf der Beschreibung instruktiver einfach auszuführender Versuche, auf der sehr vollständigen Zusammenstellung der von den verschiedensten Forschern erhaltenen Werte des mechanischen Wärmeäquivalents und der ausführlichen Beschreibung der bei den wichtigsten derselben verwendeten Versuchsanordnungen. Besonders dankenswert ist die Gründlichkeit, mit welcher die Festlegung der Temperaturskala und der Wärmeeinheit behandelt wird. Als theoretische Temperaturskala wird die absolute Skala nach Lord Kelvin eingeführt, die ja die einzige exakte Methode zur Temperaturdefinition bildet; die dazu erforderliche Darlegung der Grundzüge der Carnotschen Betrachtungen ist gleichzeitig gründlich und gut verständlich. Gerade durch dieses Kapitel zeichnet sich das Buch vorteilhaft vor manchen anderen Darstellungen des Energiesatzes aus. Denn eine Behandlung dieses Satzes ohne Berücksichtigung des zweiten Hauptsatzes ist kaum weniger unvollständig wie das Umgekehrte. Ferner wird der Gang der spezifischen Wärme des Wassers mit der Temperatur, um dessen Ermittlung sich bekanntlich der Verfasser bei seiner Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents grosse Verdienste erworben hat, eingehend besprochen und durch Berücksichtigung desselben und der erforderlichen übrigen Korrekturen, die aus den zuverlässigeren neueren Messungen abgeleiteten Werte auf die gleiche Einheit reduziert. Als wahrscheinlichster Wert für das mechanische Wärmeäquivalent ergiebt sich $4.184 . 10^7$ *Erg*, wobei der Grad des Wasserstoffthermometers als Temperaturmass und die Wärmekapazität des Wassers zwischen 17^0 und 18^0 als Wärmeeinheit dient. Die Darstellung ist immer klar und anregend. Mit einem Teil des Buches kann man sich jedoch unmöglich befreunden, nämlich mit der historischen Einleitung. Es wird hier mit der Behauptung Taits begonnen, die ausserhalb Englands wohl keinen Verteidiger haben dürfte, der Energiesatz sei eigentlich von Newton entdeckt und in seinem Prinzip der Aktion und Reaktion enthalten; J. R. Mayer wird mit einigen meistens abfälligen Bemerkungen erwähnt, er kann nach dem Verfasser aber schon deshalb nicht als Entdecker des Energiesatzes gelten, weil er die Auffassung, dass die Wärme eine Form der Bewegung sei, nicht teilte. Von anderen Seiten wird doch umgekehrt gerade die Unabhängigkeit Mayers von mechanischen Hypothesen als ein besonderer Vorzug, als Zeichen eines freien Standpunkts hervorgehoben. Der Name Helmholtz kommt in dem Buche nicht vor. Für die Geschichte des Energiesatzes hat sich der Verfasser, wie es scheint, nur an die von Tait herrührende und in verschiedene englische Lehrbücher übergegangene Darstellung gehalten, deren Mangel an Objektivität genügend bekannt ist. Wenn auch die historischen Bemerkungen keinen wesentlichen Teil des Buches bilden, so ist doch zu bedauern, dass sie nicht mit der gleichen Sorgfalt bearbeitet sind, wie der übrige Inhalt des Buches, umsomehr als dasselbe bestimmt ist, das Verständnis für den Energiesatz in weitere Kreise zu tragen und hierfür auch sehr geeignet ist. V. Rothmund.

(Eingegangen 10. August 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden: Dr. Schumann vom geodät. Institut in Potsdam zum etatsmässigen Professor an der Technischen Hochschule Aachen, Benefiziat Weber bei St. Peter in München zum a. o. Professor für Physik und Mathematik am Lyceum Dillingen, Assistent Vanino zum Adjunkt am chemischen Laboratorium der Universität München, der o. Professor der Physik an der deutschen Technischen Hochschule in Prag, Dr. J. Puluj zum o. Professor der Elektrotechnik.

An der Universität Göttingen wurde ein Institut für anorganische Chemie gegründet und als deren Leiter Professor Tamman-Dorpat berufen, der den Ruf auch angenommen hat.

Der Professor der Physik und Mathematik am Lyceum Freising Heel ist in den Ruhestand getreten; an seine Stelle wurde der Professor der Physik und Mathematik am Lyceum Dillingen Mayer auf Ansuchen nach Freising versetzt.

An der technischen Hochschule Darmstadt habilitierte sich Ingenieur Feldmann-Köln als Dozent der Elektrotechnik mit einer Vorlesung über „Die Anforderungen der heutigen Praxis an die Ausbildung des Elektro-Ingenieurs".

Der Direktor des physikalischen Instituts Giessen, Professor Dr. Paul Drude, hat den an ihn ergangenen Ruf an die Universität Leipzig abgelehnt.

Ernannt wurden der o. Professor der Chemie Salkowski und der o. Professor der Mathematik Killing, beide an der Universität Münster, zu Geh. Reg.-Räten, der o. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Wien Czuber zum Hofrat.

Gestorben ist der Professor der Physik an der Columbia-Universität in New York, Ogden Nicolas Rood; ferner der Professor für Physik und Meteorologie am Forstinstitut St. Petersburg, D. Latschinow, 59 Jahre alt.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. | 15. Dezember 1902. Redaktionsschluss für No. 7 am 22. Dezember 1902. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Untersuchungen über die photographischen Prozesse. II.

Von Karl Schaum und Victor Bellach.

Verhältnis der Silberkornzahl im fertigen Negativ zur Bromsilberkornzahl in der Emulsionsschicht.

Am Schluss unserer vorigen Mitteilung[1]) ist bereits betont worden, dass bei normaler Entwicklungsdauer nur an solchen Bromsilberkörnern, welche durch den photochemischen Affekt entwicklungsfähig gemacht worden sind, eine Abscheidung von metallischem Silber stattfinden kann. Es drängt sich nun die Frage auf, in welchem Verhältnis die Zahl der Silberkörner im fertigen Negativ zu derjenigen der Bromsilberkörner in dem unentwickelten Negativ steht. Der Vergleich soll nur zwischen den obersten Schichten gezogen werden, da dort die Bromsilberkörner den gleichen Belichtungsbedingungen ausgesetzt sind, während in den tieferen Schichten wegen der Schirmwirkung der vorgelagerten Körner die Verhältnisse kompliziert liegen und von der zufälligen Anordnung der Körner abhängig sind. Fig. 1 zeigt die fertige Schicht einer Schleussner-Normalplatte; Fig. 2 die mit $\frac{8}{2^2}$ S.M.K. belichtete und 55 Sek. entwickelte unfixierte Schicht, und Fig. 3 dieselbe nach $\frac{6}{2^2}$ S.M.K. Belichtung und 110 Sek. Entwicklung.

Man sieht, dass keineswegs die Körner gleichzeitig im gleichen Betrag reduziert werden; als Extreme zeigen sich solche, welche sehr rasch in metallisches Silber übergeführt erscheinen, und solche, welche keinen Beginn einer Reduktion erkennen lassen. Ziehen wir nun noch Fig. 4 und Fig. 5 (860fache Vergrösserungen fertiger Negativschichten) zum Vergleich heran, so sehen wir sofort, dass die Zahl der Silberkörner im fertigen Negativ beträchtlich hinter derjenigen der Bromsilberkörner in der unentwickelten Schicht zurückbleibt. Während letztere nach unseren Zählungen (vgl. Seite 5 dieses Jahrganges) 27×10^4 pro 1 mm (bei 860facher Vergrösserung) beträgt, wurde für die Silberkornzahl unter den gleichen Bedingungen (in Fig. 5) nur ca. $\frac{1}{3}$ (82×10^3) dieses Wertes gefunden. Zunächst ist nun zu berücksichtigen, dass benachbarte Bromsilberkörner bei der Reduktion häufig zu einem Komplex verwachsen; trotzdem aber besteht kein Zweifel,

1) Diese Zeitschr. **4**, 4, 1902.



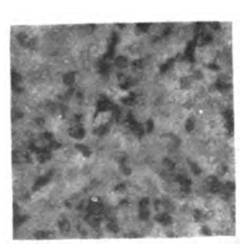


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

Schleussner-Normalplatte unfixiert

unentwickelt — schwach entwickelt — stark entwickelt

Vergrösserung 860fach.

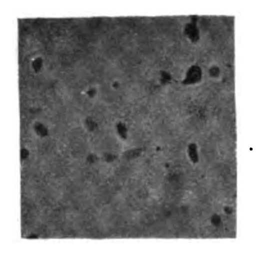
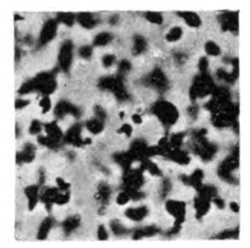
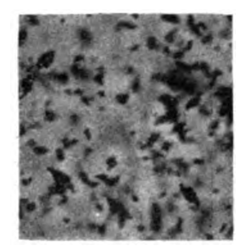
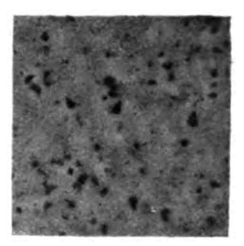





Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7.

Schleussner-Normalplatte; Entwicklungsdauer 110 Sek.

Belichtung: $\frac{0,5}{6^2}$ M.K.S., $\frac{8}{2^2}$ M.K.S.; 45 Sek. Tageslicht; 5 Stunden Tageslicht.

Vergrösserung 860 fach.

dass zahlreiche Partikel sich überhaupt der Entwicklung (bis zur mikroskopischen Sichtbarkeit) entziehen. Ohne Frage ist dieses Ergebnis auf die verschiedene Empfindlichkeit (verschiedenen Reifungszustand) der Bromsilberkörner zurückzuführen.

Messung der Grösse der Silberkörner im Negativ.

Nach derselben Methode, welche zur Bestimmung der Grösse der Bromsilberkörner zur Anwendung gekommen war (vgl. S. 5), haben wir die Grösse der Silberpartikel in der obersten Schicht fertiger Negativstücke ermittelt. Die mittleren Werte in μ^2 sind in den Tabellen I und II zusammengestellt.

Tabelle I.

Konstante Entwicklungszeit 110 Sek. Belichtet aus

Belichtungsdauer	4 m	6 m
0,5 Sek.	2,8	2,1
5 „	4,8	4,4
10 „	7,0	5,3

Tabelle II.

Konstante Belichtungszeit 1 Sek. Belichtet aus

Entwicklungsdauer	3 m	4 m
30 Sek.	2,6	2,4
60 „	4,1	4,0
80 „	4,9	4,1
100 „	6,6	5,0

Die Grösse der Silberpartikel wächst also mit der Dauer und mit der Intensität der Belichtung, desgleichen mit der Dauer der Entwicklung. Bei längerer Entwicklungsdauer geht der mittlere Wert für die Silberkorngrösse (wegen der Verwachsungen etc.) über den Wert der Grösse des Bromsilberkornes, welcher bei der fertigen Schleussnernegativschicht geringer ist, als bei den Eder- und Apollo-Emulsionen (vgl. S. 4) hinaus.

Es mag noch angeführt werden, dass die korrespondierenden Messungen in den Tab. I—IV der vorigen Mitteilung, sowie in Tab. I und II dieser Abhandlung an den nämlichen Plattenstücken ausgeführt wurden. In Fig. 4 und 5 ist das 860 fach vergrösserte Korn verschieden dichter Negativstücke wiedergegeben.

Das Korn solarisierter Plattenstücke.

Bei der mikroskopischen Untersuchung solarisierter Plattenstücke ergiebt sich der mittlere Wert der Korngrösse kleiner, als bei normal belichteten Stücken, und zwar nimmt er mit steigender Solarisation ab; die Unterschiede in den Korngrössen sind bei einer solarisierten Schicht erheblicher als bei einer normalen, zwischen den vorherrschenden sehr kleinen Partikeln sind grosse Silberkörner eingelagert. Englisch[1]) erblickt in dieser Thatsache einen Beweis dafür, dass sich bei der Solarisation zwei verschiedene Vorgänge übereinander lagern. Man muss aber auch beachten, dass, wie schon erwähnt, die Bromsilberkörner verschiedene Reifungsstadien besitzen.

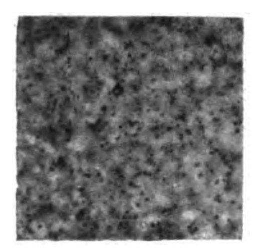
Die Fig. 6 und 7 lassen im Vergleich zu Fig. 4 und 5 die geringere Grösse der Silberpartikel in solarisierten Schichten, sowie die Abnahme der Korngrösse mit steigender Solarisation deutlich erkennen.

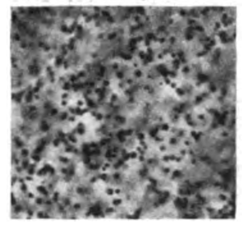
Das Korn sekundär entwickelter Plattenstücke.

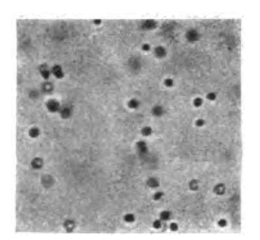
In Tab. III sind die Silberkorngrössen (in μ^2) primär fixierter und sodann mit silbersalzhaltigem Entwickler[2]) hervorgerufener Plattenstücke (Apollo-Platte) angeführt.

1) Schwärzungsgesetz für Bromsilbergelatine, Halle 1901. S. 27.

2) Rezept des angewandten Standentwicklers (nach Neuhauss): Dest. Wasser 100 cm³, Silbernitrat 4 g, Rhodanammonium 24 g, Natriumsulfit 24 g, Natriumthiosulfat 5 g.
Dazu: Bromkaliumlösung (1:10) 6 Tropfen. Von dieser Lösung wurden 6 cm³ mit 54 cm³ dest. Wasser verdünnt und 2 cm³ Rodinal zugegeben.


Fig. 8.


Fig. 9.


Fig. 10.

Apollo-Platte, Belichtung: $\frac{50}{2^2}$ M.K.S., sekundär entwickelt.

Entwicklungsdauer:

24 Stunden 48 Stunden 17 Stunden

Vergr.: 558 Vergr.: 1200

Tabelle III.

Konstante Entwicklungszeit (17 Stunden).
Belichtet aus 2 m.

Belichtungsdauer	Korngrösse
10 Sek.	1,0
20 „	1,1
30 „	1,2
40 „	1,3
50 „	1,7

Konstante Belichtungszeit (50 Sek.).
Belichtet aus 2 m.

Entwicklungsdauer	Korngrösse
24 Stunden	0,9
48 „	2,1

Die Korngrösse sekundär entwickelter Schichten hängt also nicht nur von der Belichtungszeit, sondern auch von der Dauer der Entwicklung ab. Das letztere Ergebnis bildet einen wichtigen Beweis für die Richtigkeit der zuerst von Ostwald[1]) gegebenen Erklärung des Entwicklungsvorganges. (Fortwachsen von Silberpartikeln in übersättigter Silberlösung; Silberkeimwirkung.)

Über die lebhaften Farben, welche sekundär entwickelte Schichten bisweilen zeigen, wird später berichtet.

Fig. 8 und 9 zeigen die Änderung der Korngrösse sekundär entwickelter Platten mit der Entwicklungsdauer (Vergr. 558); Fig. 10 zeigt die im Unterschied zu den unregelmässigen Formen des gewöhnlichen Plattenkorns meist kreisförmige Begrenzung der sekundär entwickelten Partikel. (Vergr. 1200.)

Messung der Schichtdicke fertiger Negative.

Die Dicke der Negativschicht ist naturgemäss abhängig von der Behandlung, die das betreffende Plattenstück erlitten hat. Die folgenden Mittelwerte aus je 16 einzelnen Messungen geben die Schichtdicke für verschiedene typische Behandlungen in mm an:

unentwickelt: 0,0247
3 Sek. in Kamera bel., normal entwickelt: 0,0263.
1 Sek. in Kamera bel., 110 Sek. entwick.: 0,0214.
1 Stunde frei belichtet, 110 Sek. entwickelt: 0,0198.
1 Stunde frei belichtet, primär fixiert: 0,0170.

Die Schichtdicke ist, wie vorherzusehen war, um so geringer, je weniger metallisches Silber sich in der Schicht nach der Behandlung der Platte erwarten liess. Bemerkenswert ist die Thatsache, dass die fertige Negativschicht etwas dicker ist, als die unentwickelte Schicht; wahrscheinlich ist dies auf einen grösseren Wassergehalt (höheren Quellungszustand) der ersteren zurückzuführen. Über den Einfluss des Quellungszustandes auf Schichtdicke und Undurchsichtigkeit wird später eingehend berichtet.

Messung der Dicke der Silberkornschicht im fertigen Negativ.

Da die Undurchsichtigkeit eines Plattenstückes ausser von der Grösse und von der Zahl der Silberkörner in der Volumeinheit auch von der Verteilung der Silberpartikel in der Schicht abhängt, schien es uns wünschenswert, die Dicke der Silberkornschicht, d. h. die Entfernung der obersten Silberpartikel von den untersten, in ihrer Abhängigkeit von Belichtungs- und Entwicklungsdauer kennen zu lernen.

Auf die zu untersuchenden Plattenstücke wurden Deckgläser mittels Canadabalsam aufgekittet und an diesen Präparaten die Verschiebung zwischen den Einstellungen auf die obersten und auf die untersten Silberkörner an der Mikrometerschraube abgelesen. Um die wahren Schichtdicken zu ergeben, müssen die ermittelten Verschiebungen mit dem Quotienten $\frac{n}{N}$ multipliziert werden, in welchem n den Brechungsindex für das Medium, in welches das Objekt eingebettet ist (Gelatine), und N denjenigen des Mediums, in welches das Objektivsystem eintaucht (Luft, Cedernholzöl), bedeuten.

Um den Brechungsindex für die trockene

1) Lehrbuch der allgemeinen Chemie **2** (1), 1078, 1893.

Gelatineschicht zu ermitteln, wurden von unentwickelt ausfixierten Platten nach gründlichem Waschen breite Streifen abgehoben und (unter Wasser) auf geeignete Unterlagen, wie schwarzgebrannte Metallstreifen, undurchsichtige Negativstücke etc. gebracht. Die Bestimmung des Brechungsindex geschah mit dem Kohlrausch-schen Totalreflektometer und ergab im Mittel $n = 1,536$. Bei den Präparaten, welche eine geschwärzte photographische Schicht oder Rotglas als Unterlage hatten, treten in der dunklen Hälfte des Gesichtsfeldes schöne Interferenzstreifen auf. Da der Brechungsindex für Cedernholzöl $= 1,51$ ist, also demjenigen der Gelatine ziemlich nahe kommt, konnten wir die Reduktion der mit Immersion bestimmten Werte unterlassen (dagegen ist eine solche bei Messungen mit Trockensystemen natürlich nötig).

Die Bestimmungen an den Plattenstücken, welche für die früher mitgeteilten Zählungen etc. verwendet worden waren, ergaben, dass die Silberschichtdicke bei konstanter Belichtungszeit mit der Entwicklungsdauer wächst; ein Einfluss variabler Belichtungsdauer bei konstanter Entwicklungszeit liess sich aber nicht erkennen. Die Werte schwankten hin und her, und schien es in Anbetracht der sehr geringen Schichtdicke uud der Schwierigkeit der Messung an dem ziemlich unregelmässigen Gebilde nötig, die Belichtungszeit stärker zu variieren.

Tab. IVa giebt die Mittelwerte aus je 10 an verschiedenen Stellen der Negativstücke bei 1000facher Vergrösserung (Immersion) bestimmten Schichtdicken in mm.

Tab. IVb giebt die Mittelwerte aus je 5 von einem anderen Beobachter an anderen Präparaten unter den nämlichen Bedingungen bestimmten Zahlen.

Tabelle IVa.

Belichtet aus 2 m Entfernung.

Entwicklungsdauer	Belichtungsdauer 10	20	30	40
35 Sek.	0,0039	0,0038	0,0046	0,0053
60 „	0,0047	0,0050	0,0052	0,0061
85 „	0,0064	0,0065	0,0068	0,0071
110 „	0,0077	0,0075	0,0085	0,0081
135 „	0,0103	0,0095	—	0,0109
160 „	0.0104	0,0118	0,0123	0,0128

Tabelle IVb.

Belichtet aus 2 m Entfernung.

Entwicklungsdauer	Belichtungsdauer 5	10	20	30	60
35	0,0026	0,0030	0,0034	0,0040	0,0048
60	0,0030	0,0050	0,0064	0,0072	0,0084
85	0,0054	0,0070	0,0076	0,0084	0,0090
110	0,0076	0,0080	0,0096	0,0114	0,0104

Die Silberschichtdicke ist also bei konstanter Belichtungszeit in hohem Grade von der Entwicklungsdauer abhängig; ihre Zunahme mit der Belichtungsdauer bei konstanter Entwicklungszeit ist dagegen verhältnismässig gering.

Bei solarisierten Plattenstücken wechselt die Silberschichtdicke ziemlich unregelmässig, wie Tab. X zeigt.

Tabelle X.

Entwicklungszeit	Belichtet mit diffusem Tageslicht 1	2	3	4	5 Sek.
35 Sek.	0,0084	0,0080	0,0086	0,0087	0,0078
48	0,0111	0,0106	0,0103	0,0110	0,0113
60	0,0125	0,0130	0,0135	0,0140	0,0138
85	0,0145	0,0163	0,0182	0,0196	0,0181
98	0,0151	0,0164	0,0163	0,0165	0,0154
110	0,0140	0,0137	0,0138	0,0122	0,0120

Entwicklungszeit 110 Sek.

Belichtet		Belichtet	
10 Sek.	0,0168	85 Sek.	0,0147
15 „	0,0206	120 „	0,0195
20 „	0,0192	150 „	0,0182
25 „	0,0154	174 „	0,0162
45 „	0,0163		

Zu den vorstehenden Messungen sei noch bemerkt, dass bei gleich lange belichteten und entwickelten Plattenstücken die Silberschichtdicken oft erheblich voneinander abweichen. Es ist dies einerseits wohl auf verschiedenen Quellungszustand der Schicht, auf verschiedene Beschaffenheit der angewandten Plattenstücke etc. zurückzuführen; die Temperatur des Entwicklers hat nur sehr geringen Einfluss. Ferner spielen aber zweifellos auch subjektive Faktoren, wie wechselnde Empfindlichkeit des Auges, eine grosse Rolle. Bei Plattenstücken kleiner Undurchsichtigkeit bleibt, wie die mitgeteilten Zahlen zeigen, die Dicke der Silberkornschicht erheblich hinter derjenigen der gesamten Negativschicht zurück.

Zusammenfassung der bisher erhaltenen Resultate.

I. Während des Reifungsvorganges findet eine planare Vergrösserung des Bromsilberkornes um das 7—8fache statt. Die mittlere Flächenausdehnung des reifen Kornes beträgt bei hochempfindlichen Emulsionen cr. $8\,\mu^2$.

II. Die Dicke der Schicht unentwickelter Negative beträgt für photomechanische und Diapositivplatten ca. 0,015 mm; für Momentplatten meist ca. 0,024 mm; orthochromatische Platten zeigen höhere Werte.

III. Die Zahl der Bromsilberkörner in der obersten kornreichen Schicht eines Schleussner-Negativs beträgt (bei 860facher Vergrösserung) 27×10^4 pro 1 mm². Das entwickelte und fixierte Negativ zeigt unter gleichen Bedingungen etwa $^1/_3$ dieses Wertes (82×10^3).

IV. Bei konstanter Entwicklungszeit (110 Sek.) und variabler Belichtungsdauer $\left(\frac{0,5}{6^2}\right.$ bis $\frac{4}{2^2}$ S.M.K.) ist

1. die Dicke der Silberkornschicht (annähernd),
2. die Kornzahl pro Flächeneinheit der obersten Schicht, und
3. die Kornzahl in der Volumeinheit der Schicht konstant (ca. 220×10^3 Körner in einem Prisma mit der Basis 1 mm^2),
4. die Silberkorngrösse abhängig von der Belichtungsdauer (2,1 — 6,2 μ^2 in der obersten Schicht).

V. Bei konstanter Belichtungsdauer ($\frac{1}{3^2}$ S.M.K.) und variabler Entwicklungszeit (30—100 Sek.) ist

1. die Dicke der Silberkornschicht,
2. die Kornzahl pro Volumeinheit (ca. 110 bis 220×10^3) und
3. die Korngrösse abhängig von der Entwicklungsdauer (2,6—6,6 μ^2 in der obersten Schicht),
4. die Kornzahl pro Flächeneinheit der obersten Schicht konstant.

VI. Bei starker Änderung der Belichtungs- und der Entwicklungszeiten zeigt die Silberschichtdicke eine erhebliche Abhängigkeit von der Entwicklungsdauer, dagegen eine geringere von der Belichtungsdauer.

VII. Die Undurchsichtigkeit eines Negativstückes wird entgegen der herrschenden Meinung nicht nur durch die Zahl und Verteilung der Silberkörner in der Volumeinheit, sondern ganz wesentlich auch durch die Grösse der Partikel bedingt. Die Grösse des Silberkornes ist aber wiederum abhängig von dem photochemischen Affekt, von dem Reifungszustand des Bromsilberkornes und von der Art der Entwickelung.

VIII. Bei solarisierten Platten wurden für die Silberkornschicht schwankende Werte erhalten; auch zeigte sich, dass die Korngrösse in der obersten Schicht stärker variiert, im Durchschnitt kleiner ist, als bei normal belichteten Platten und mit steigender Solarisation abnimmt.

IX. Bei primär fixierten und sekundär mit silbersalzhaltigem Entwickler hervorgerufenen Platten zeigte sich ebenfalls die Abhängigkeit der Silberkorngrösse von der Belichtungs- und besonders von der Entwicklungsdauer.

Marburg a./L., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 4. November 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor: A. Battelli).

No. 14[1]): A. Battelli und L. Magri, Über oszillatorische Entladungen. II. Teil[2]): Experimentelle Resultate.

2. Allgemeine Anordnung der Methode.

Ehe wir über die Resultate unserer Versuche berichten, scheint uns ein Hinweis auf die Gesamtanordnung der Apparate angezeigt.

Eine Elektrode der elektrischen Maschine ist mit der Erde, die andere ist durch einen hölzernen Balken mit einem von den Belegen des Kondensators verbunden. Das Funken-Kalorimeter und das Metallspirale-Kalorimeter sind in Reihe in den Stromkreis eingeschaltet, durch welchen die Entladung hindurchgeht; nach geschehener Entladung wird der Kondensator mit einem ballistischen Galvanometer in Verbindung gebracht, um die übrig gebliebene Ladung zu messen.

Werden keine kalorimetrischen Messungen ausgeführt, so wird das Quadrat oder der Kreis, die den metallischen Stromkreis bilden, an die Stelle der metallischen Kalorimeter eingeschaltet, und der Funken passiert die Luft. Wurden aber auch kalorimetrische Messungen ausgeführt, so machten wir zuvor 3 oder 4 photographische Aufnahmen der Entladungen, hierauf wurde der Funkenmesser in das Kalorimeter eingeführt; neue Entladungen erfolgten nun, und wir lasen gleichzeitig das Metallspiralen-, das Funken-Kalorimeter und das Elektrometer ab. Nach jeder Serie von diesen Ablesungen massen wir die übrig gebliebene Ladung. Häufig machten wir nachher auch wieder photographische Aufnahmen des Funkens.

3. Allgemeine Resultate der Versuche.

Aus den Werten der einzelnen, nach der oben beschriebenen Art bestimmten Elemente haben wir die Endresultate unserer Untersuchungen berechnet, wie sie in den Tabellen I bis X dargestellt sind.

In den ersten sechs Tabellen sind die Resultate von gleichzeitigen Messungen der Oszillationsperiode, der in den verschiedenen Teilen des Stromkreises entwickelten Wärme und des Entladungspotentials aufgezeichnet.

Die Tabellen VII bis X beziehen sich ausschliesslich auf die Oszillationsperiode.

Über jeder Tabelle sind die Grössen L_T der Selbstinduktion des Stromkreises angegeben, einschliesslich der Stromleiter, die zu den Verbindungen dienen; sie sind nach der Nernstschen Methode der Hochfrequenz-Ströme gemessen; die Grösse $R^1{}_T$ des Widerstandes des Metall-Kalorimeters ist nach der Rayleighschen Formel berechnet und mit dem Verhältnisse $\frac{\beta}{\beta^1}$

1) No. 13: Diese Zeitschrift **4**, 9, 1902.
2) I. Teil: Diese Zeitschrift, **3**, 539, 1902.

Tabelle I.

Kalorimeter No. 2 (Kondensatoren parallel geschaltet).

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Durch jede Entladung entwickelte Wärmemenge im Funken Q_1	im metallisch. Stromkreis Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	Widerstand des Funkens $r = R'_T \frac{Q_1}{Q_2}$	Gemessene Periode T_S
	$L_T = 74140$		$R'_T = 1,76$ Ohm		$C = 14175$ cm		$T_C = 0,00000679$	
1	—	—	0,0082	0,0367	0,045	0,223	0,311	0,00000661
1,5	—	—	0,0166	0,071	0,088	0,232	0,325	0,00000683
2	27,67	0,129	0,0242	0,101	0,125	0,239	0,323	0,00000677
							Mittel:	0,00000673

Tabelle II.

Kalorimeter No. 1 (Kondensatoren parallel geschaltet).

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_S
	$L_T = 29470$		$R'_T = 1,06$ Ohm			$C = 14175$ cm		$T_C = 0,00000428$
1	—	—	0,0098	0,0362	0,0460	0,271	0,286	0,00000439
1,5	—	—	0,0203	0,0673	0,0876	0,302	0,319	0,00000428
2	26,95	0,123	0,0289	0,0896	0,1185	0,322	0,341	0,00000431
							Mittel:	0,00000433

Tabelle III.

Kalorimeter No. 1 (Kondensator No. 1).

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_S
	$L_T = 29470$	R'_T	1,38 Ohm	$C = 7178$ cm		$T_C = 0,00000304$		
1	—	—	0,0060	0,0161	0,0221	0,3727	0,515	0,00000304
1,5	—	—	0,0123	0,0315	0,0438	0,3905	0,540	0,00000305
2	27,4	0,064	0,0179	0,0449	0,0628	0,3987	0,551	0,00000302
							Mittel:	0,00000304

Tabelle IV.

Kalorimeter No. 1 (Kondensatoren in Kaskadenschaltung).

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_S
	$L_T = 29470$		$R'_T = 1,65$ Ohm		$C = 3568$ cm		$T_C = 0,00000215$	
1	—	—	0,0034	0,0098	0,0132	0,3469	0,575	0,00000218
1,5	—	—	0,0063	0,0158	0,0221	0,3987	0,661	0,00000219
2	27,3	0,0317	0,0089	0,0209	0,0298	0,4257	0,723	0,00000217
3	34,8	0,0514	0,0166	0,0342	0,0508	0,4854	0,805	0,00000219
4	38,36	0,0625	0,0215	0,0417	0,0632	0,5156	0,855	0,00000215
5	44,7	0,0848	0,0302	0,0546	0,0848	0,5531	0,918	0,00000214
							Mittel:	0,00000217

Tabelle V.

Kalorimeter No. 3 (Kondensatoren in Kaskadenschaltung).

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_S
	$L_T = 17460$		$R'_T = 0,827$ Ohm		$C = 3568$ cm		$T_C = 0,00000165$	
1	—	—	0,0044	0,0074	0,0118	0,595	0,492	0,00000168
1,5	—	—	0,0079	0,0124	0,0203	0,637	0,527	0,00000170
2	27,01	0,0308	0,0120	0,0176	0,0296	0,682	0,564	0,00000174
3	34	0,0502	0,0207	0,0289	0,0496	0,716	0,593	0,00000168
4	38,87	0,0642	0,0264	0,0349	0,0613	0,756	0,626	0,00000170
5	45	0,0860	0,0372	0,0477	0,0849	0,780	0,845	0,00000169
							Mittel:	0,00000170

Tabelle VI.

Kalorimeter No. 4 (Kondensatoren in Kaskadenschaltung).

Schlagweite	Entladungspotential in AE [C. G. S.]	$^1/_2 CV^2$ in kleinen Kalorien	Q_1	Q_2	$Q_1 + Q_2$	$\frac{Q_1}{Q_2}$	r	T_S
	$L_T = 3669$		$R'_T = 0,154$ Ohm		$C = 3568$ cm		$T_C = 0,000000758$	
1	—	—	0,0048	0,0041	0,0080	1,171	0,180	0,000000817
1,5	—	—	0,0118	0,0063	0,0181	1,873	0,289	0,000000824
2	25,45	0,0275	0,0166	0,0088	0,0254	1,886	0,290	0,000000824
3	33,04	0,0464	0,0296	0,0148	0,0444	2,000	0,308	0,000000812
4	37,63	0,0602	0,0394	0,0182	0,0576	2,165	0,333	0,000000821
5	44,00	0,0823	0,0518	0,0239	0,0757	2,167	0,334	0,000000828
							Mittel:	0,000000821

Tabelle VII.

Stromkreis aus einem Quadrat von Kupferdraht; 398,6 cm Seitenlänge.

α

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
T_1 = 0,00000425
28913 cm.
Kapazität des Kondensators 14175 cm,
Kapazität des Stromkreises 97 cm,
Wert von $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000004254$,
Experimentelle Grösse von T

0,000004214	0,000004204
4304	4302
4244	4177
4226	4262
4202	4279
4202	4291
4266	4240
4277	4226
4185	4209
4210	4213
4196	4252

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000004235$

β

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
T = 0,00000301
28852 cm.
Kapazität des Kondensators 7178 cm,
Kapazität des Stromkreises 97 cm,
Wert von $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{CL} = 0{,}000003034$,
Experimentelle Grösse von T

0,000002994
3016
2979
3006
3019
2980
3036
3020

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000003006$

Tabelle VIII.

Der Stromkreis besteht aus einem Kreis aus Kupferdraht von 201 cm Durchmesser.

α

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
T = 0,00000237
9261 cm.
Kapazität des Kondensators C = 14175 cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}00000240$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000002334
2348
2389
2358
2370
2371
2378
2408
2405

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000002373$

β

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
T = 0,00000167
9256 cm.
Kapazität des Kondensators C = 7178 cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000001707$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000001655	0.000001665
1693	1658
1660	1654
1648	1693
1685	1689
1692	1668
1679	1671
1677	

Mittlerer Wert $T = 0{,}000001672$

γ

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
T = 0,00000120
9242 cm.
Kapazität des Kondensators C = 3568 cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000001201$,
Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000001162	0,000001199
1160	1230
1196	1224
1193	1222
1173	1222
1166	1198
1209	1175

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000001195$

δ

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für
T = 0,00000120
9242 cm.
Kapazität des Kondensators C = 3568 cm,
$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000001201$,
Schlagweite 5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000001213	0,000001190
1205	1197
1209	1202
1220	1221
1232	1182
1205	1210
1194	1224

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000001207$



ε

Elektroden aus Platiniridium,
Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00000237$
9261 cm.
Kapazität des Kondensators $C = 14175$ cm,

$$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}00000240,$$

Schlagweite 2,5 mm,
Experimenteller Wert von T

0,000002395	0,000002270
2412	2480
2369	2489
2497	2426
2454	2476
2338	2386
2282	2186

Mittlerer Wert: $T = 0{,}00000239$

Tabelle IX.

Der Stromkreis besteht aus einem kleinen Kreis von Kupferdraht von 57,2 cm Durchmesser.

Gesamt-Selbstinduktion des Stromkreises für $T = 0{,}00000074$
2993 cm.
Kapazität des Kondensators 3568 cm,

$$T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}0000000684,$$

Schlagweite 2 mm,
Experimenteller Wert von T

0,0000007431	0,0000007422
7263	7103
7411	7625
7565	7493
7567	7442
7560	7414

Mitttlerer Wert: $T = 0{,}0000000744$

— Widerstand der Längeneinheit des Spiraldrahtes dividiert durch den eines geradlinig gestreckten Drahtes von gleicher Länge — multipliziert. (Siehe Teil I.) Die 3. und 6. Kolonne der Tabellen wird über die Energie-Verteilung Aufschluss geben, die uns im 5. Abschnitt beschäftigt.

Die theoretischen Grössen der Periode sind nicht sehr zuverlässig wegen der Unsicherheit, die noch über die Grösse L bei der Spirale herrscht; wir dürfen ihnen daher nur einen relativen Wert zuschreiben, um so mehr, als sie sämtlich mit Platin-Iridium-Elektroden erzielt sind, mit welchen, wie wir in der Folge sehen werden, der Funken unregelmässiger wird als mit Kadmium-Elektroden.

Von ganz anderer Wichtigkeit sind dagegen die auf Tabelle VII bis X verzeichneten Resultate. Sie beziehen sich auf Versuche mit Stromkreisen, deren Selbstinduktion man genau berechnen kann für jede der Perioden, welche man durch die Ausmessungen der Funken-Photographien erhält; wir möchten auf diese besonders aufmerksam machen.

Wir reproduzieren hier einige Photographien, die wir zu den Messungen der Periode benutzt haben.

Fig. 1 ist die Reproduktion des Bildes, aus dem die in Tabelle VIII γ eingetragenen Grössen der Periode entnommen sind.

Fig. 2 ist bei Benutzung von Platin-Iridium-Elektroden aufgenommen und gehört zu Tabelle VIII ε.

Fig. 3 gehört zu Tabelle IX und entspricht unserer kürzesten Periode.

Fig. 4 hingegen zeigt unsere längste Periode und gehört zu Tabelle Xα.

Die Fig. 1, 3 und 4 sind Photographien von Funken aus Kadmium-Elektroden.

4. Diskussion der Resultate.

Wollen wir die Bedeutung beurteilen, die man der bemerkenswerten Übereinstimmung zwischen der beobachteten und der berechneten Grösse der Periode T beilegen muss, so müssen wir uns von der erreichten Genauigkeit in der Bestimmung der verschiedenen Elemente, welche auf diese Messung Bezug haben, überzeugen.

Tabelle X.

Grosse Spirale B (siehe Teil I). — Kleine Spirale A (siehe Teil I).

α — Selbstinduktion der grossen Spirale 4546000 cm, Kapazität des Kondensators $C = 14175$ cm, $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}00005317$, Schlagweite 2 mm, Experimenteller Wert von T

0,00005404	0,00005444
5374	5386
5339	5403
5363	5303
5417	5347
5434	5296

Mittlerer Wert: $T = 0{,}00005376$

β — Selbstinduktion der kleinen Spirale und der Verbindungen 57797 cm, Kapazität des Kondensators $C = 14175$ cm, $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000005995$, Schlagweite 2 mm, Experimenteller Wert von T

0,000006201
5993
6067
5923
6034
6093
5995
5970

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000006034$

γ — Selbstinduktion der kleinen Spirale und der Verbindungen 57797 cm, Kapazität des Kondensators $C = 3568$ cm, $T = \frac{2\pi}{v}\sqrt{LC} = 0{,}000003008$, Schlagweite 2 mm, Experimenteller Wert von T

0,000002956	0,000003034
3037	2981
3011	2904
3173 (?)	3039
3032	3036
3053	3001
3011	3042
3022	3021

Mittlerer Wert: $T = 0{,}000003024$

a) Experimentelle Messung der Periode.

Aus der Prüfung unserer sehr grossen Anzahl von Photographien geht vor allem hervor, dass die elementaren Fünkchen nicht alle von den gleichen Stellen der Elektroden abspringen, besonders wenn grosse Mengen von Elektrizität entladen werden. Von dieser Verschiebung des Ausgangspunktes der Fünkchen können die Veränderungen herrühren, die Trowbridge und Sabine in den Grössen der elementaren Perioden ein und derselben Entladung gefunden haben, und welche von ihnen auf die dielektrische Hysteresis der Luft, die den trennenden Isolator des Kondensators bildet, geschoben wurden. jedes Fünkchen für sich den Entladungsweg öffnen muss, springt es leicht von einem zum andern Punkt der Elektroden.

Ferner zogen wir, wie bereits gesagt ist, bei der Berechnung der mittleren Grösse der Entfernung zwischen zwei elementaren Fünkchen nie die ersten und die letzten Fünkchen zur Berechnung mit heran, und die effektive Periode wurde aus der mittleren Entfernung zwischen den übrigen, stets sehr zahlreichen Fünkchen gewonnen.

Der für die experimentelle Periode angegebene Wert ist dann das Mittel aus den Werten, welche für jeden Fall und für jede Schlagweite

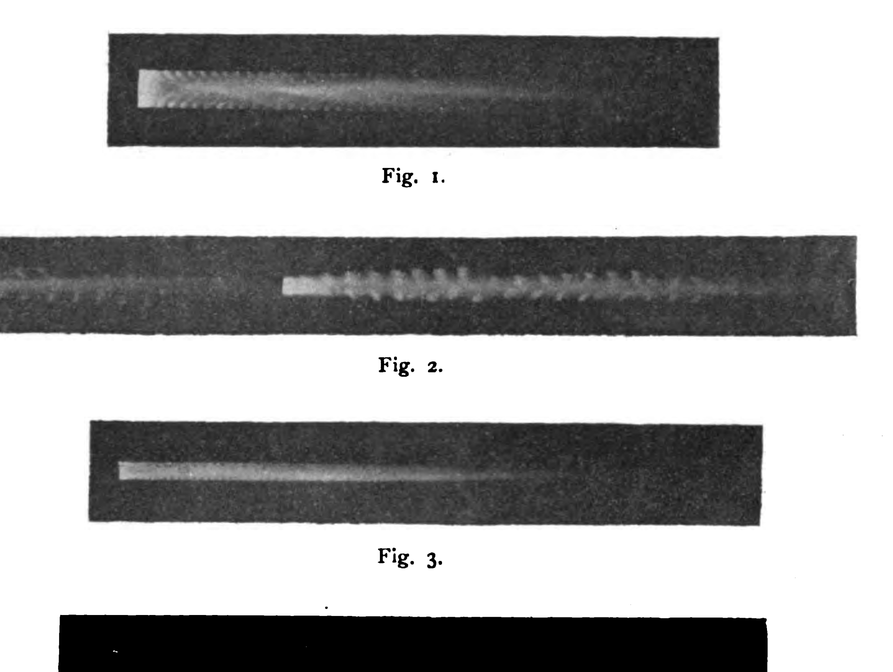


Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.

Diese Verschiebung des Ausgangspunktes der einzelnen Funken, die eine Entladung zusammensetzen, beeinflusst merklich die Genauigkeit, die man bei der experimentellen Messung der Oszillationsperiode erreichen kann; denn wenn diese eintritt, so entspricht die auf der Photographie zwischen zwei Fünkchen gemessene Entfernung nicht der wirklichen. Wir haben diese Fehlerquelle bei unsern Messungen wenigstens grossenteils vermieden, einmal indem wir Elektroden aus Kadmium benutzten, mit welchen der Funken sehr regelmässig wird, sodann dadurch, dass wir nur solche Photographien massen, auf welchen die Bilder der Funken klar und regelmässig verteilt waren. Man darf bei diesen Messungen keine Photographien verwenden, die bei Anwendung von Elektroden aus Platin-Iridium gemacht sind; denn da sich bei ihnen aus dem Mittel von vielen Photographien gewonnen war.

Die Übereinstimmung dieser Grössen war bemerkenswert. Um es beurteilen zu können, haben wir in die Tabellen VIII bis X alle Grössen eingetragen, die zur experimentellen Bestimmung des Wertes von T für Stromkreise von wohlbekannter Selbstinduktion gedient haben. Messungen, die an verschiedenen Tagen unter denselben experimentellen Bedingungen stattfanden, ergaben vollkommen übereinstimmende Zahlen.

Man darf also folgern, dass in den Werten der von uns gemessenen Periode, wie sie in vorstehenden Tabellen eingetragen sind, eine bemerkenswerte Genauigkeit erreicht ist.

Die Mieslerschen Photographien stehen durch Kürze der Periode den unsern am nächsten.

Aber — sei es durch die Zartheit der Bilder, oder durch ihre kleine Zahl und durch den zu kleinen Zwischenraum zwischen ihnen, sei es durch die beim Photographieren benutzte optische Anordnung — in ihnen ist eine genaue Messung des Zeitintervalls zwischen zwei Fünkchen sehr erschwert, weshalb es sehr wahrscheinlich ist, dass die auf Grundlage solcher Photographien gemachten Bestimmungen grössere oder kleinere als die von Miesler angegebenen Zahlen liefern.

b) Der für die Kapazität des Kondensators angenommene Wert.

Da wir bei der absoluten Messung der Kapazität des Kondensators mit grösster Sorgfalt vorgegangen sind, und da der von uns erhaltene Wert vollkommen mit dem des von Prof. Roiti geliehenen Normalkondensators übereinstimmt, so glauben wir, dass der von uns angesetzte Wert völlig zuverlässig ist. Da nun, wie wir später zeigen werden, der totale Widerstand des Stromkreises einschliesslich des Funkens im Vergleich zu $\frac{1}{LC}$ unberücksichtigt bleiben und die von Thomson abgeleitete Formel als anwendbar gelten darf, so kann man aus der sehr grossen Übereinstimmung, die in unserm Fall zwischen der beobachteten und der berechneten Periode besteht, den Schluss ziehen, dass der für die Kapazität unseres Kondensators verwendete Wert, den wir aus unsern Messungen bei langsamen Ladungen und für niedrige Potentiale erhalten haben, thatsächlich auch für oszillatorische Entladungen und für die bei unseren Versuchen benutzten Potentiale gilt.

Man braucht also nicht zu fürchten, dass sich bei grossen Schlagweiten die Ladung derart an den Glasrändern ausbreite, dass die Kapazität einen anderen Wert annimmt, als den, welcher bei den Messungen mit äusserst schwachen Ladungen erhalten wurde. Was nun den schon bei Gelegenheit der Hertzschen Versuche erhobenen Einwand anbelangt, nämlich, dass die Kapazität bei sehr rasch oszillierenden Entladungen von der für langsame Entladungen festgestellten Kapazität differieren könnte, so zeigen die Berechnungen Drudes[1]), wenn wir dieselben auf unsern Kondensator anwenden, dass man aus diesem Grunde keine Korrektion an dem von uns oben festgestellten Werte vorzunehmen braucht.

Ferner kann man die obengenannte Übereinstimmung als Beweis dafür ansehen, dass die dielektrische Hysteresis der Luft für Entladungen der von uns angewandten Perioden wirklich unberücksichtigt bleiben darf.

1) Phys. des Äthers, S. 459.

c) Grössen des Widerstandes und der Selbstinduktion.

Wir halten die für uns verwendeten kalorimetrischen Methoden für die sichersten zur Anstellung eines Vergleichs zwischen den Widerständen, welche zwei verschiedene Stromkreise für oszillatorische Entladungen zeigen. Da wir nun überdies noch nach der Rayleighschen Formel den Widerstand einiger geradliniger Konduktoren berechnet und den Widerstand unserer Spiralen damit verglichen haben, so dürfen wir wohl sagen, es ist uns gelungen, in absoluter Messung dieselben Widerstände mit nur solchen Schwankungen festzustellen, denen derartige kalorimetrische Messungen immer unterworfen sind.

Auch braucht man für unsere Versuche nicht den Einfluss in Rechnung zu ziehen, den nach Barton[1]) die Dämpfung der Oszillationen auf den Widerstand der Konduktoren ausübt; denn die mit der Bartonschen Formel berechneten Grössen differieren von den mit der Rayleighschen Formel berechneten um weniger als 1 %.

Übrigens haben von Cardani[2]) geleitete Versuche mit Entladungen aus Kondensatoren experimentell bewiesen, dass man innerhalb der Fehlergrenzen solcher Messungen feststellen kann, dass der Widerstand eines geradgestreckten Drahtes für solche Entladungen in Wirklichkeit die Grösse hat, welche ihm durch die Rayleighsche Formel beigelegt wird.

Was die Selbstinduktion anbetrifft, so haben wir folgendes zu bemerken: während in den bisher über oszillatorische Entladungen ausgeführten Versuchen der für die Spiralen angesetzte Wert stets der mit den Formeln für kontinuierliche Ströme berechnete oder der mit solchen Strömen experimentell gefundene gewesen ist, so sind statt dessen unsere Selbstinduktionen zum Vergleich mit den schon berechneten Selbstinduktionen entweder direkt berechnet, mit den durch die Frequenz der Entladungen bedingten Korrektionen, oder experimentell mit Strömen von hoher Frequenz bestimmt.

Auch für die Selbstinduktion gilt die Bemerkung, dass für unsern Fall die Unterschiede zwischen den mit der Rayleighschen Formel erhaltenen Werten, wie wir sie eingesetzt haben und denjenigen, bei welchen Barton (l. c.) die Dämpfung in Berechnung zieht, völlig unberücksichtigt bleiben dürfen.

d) Widerstand des Funkens.

Weiterhin gaben uns unsere Versuche die Möglichkeit, den Widerstand des Funkens zu bestimmen, was thatsächlich eines der wichtigsten der mit der elektrischen Entladung zusammen-

1) Phil. Mag. (5) **47**, 433, 1899.
2) N. Cim. (4) **7**, 229, 1898.

hängenden Probleme ist. Dieser Widerstand ist mehrfach bestimmt worden, z. B. von Heydweiller[1]), Biernacki[2]), Kaufmann[3]), und Cardani[4]); trotzdem kann man nicht sagen, dass man ihn genau kennt; und besonders weiss man nicht, in welcher Weise derselbe von der Frequenz der Oszillationen abhängt. Wir mussten also den Widerstand des Funkens unter verschiedenen Bedingungen neuen Messungen unterwerfen, was wir mit unsern Apparaten ausgeführt haben. Wir konnten mit unserer Anordnung die sämtliche, im Funken ausgegebene Arbeit messen und mit der Arbeit vergleichen, welche gleichzeitig im metallischen Teile verausgabt wird; den Widerstand $R^1{}_T$ dieses letzteren, welcher von der ein ums andere Mal gemessenen Frequenz der Oszillationen abhängt, massen wir nach der in Teil I angegebenen Methode. Die achte Reihe der Tabellen I bis VI giebt den mittleren Widerstand R des Funkens an; sie enthält die Grössen von $R^1{}_T \frac{Q_1}{Q_2}$; Q_1 bedeutet die im Funken und Q_2 die in der Metallspirale entwickelte Wärme.

Obwohl diese Werte von R etwas kleiner als in Wirklichkeit sind, weil Wärmeverlust durch die Metallstäbe des Funkenmessers eintreten kann, so gestatten unsere Versuche doch den Schluss zu ziehen, dass der Widerstand des Funkens meist geringer als der des metallischen Teiles gewesen ist, und zweifelsohne stets niedriger als 1 Ohm. Die bisher ausgeführten Messungen ergeben, mit dem oben angedeuteten Vorbehalt, für den mittleren Widerstand des Funkens von 1—5 mm Länge Grössen, die zwischen 0,18 und 0,92 Ohm liegen.

Ausser den kalorimetrischen Versuchen, deren Resultate in Tabelle I bis VI verzeichnet sind, und welche alle mit einem aus Platin-Iridium-Elektroden abspringenden Funken vor sich gingen, fanden unter denselben Bedingungen fernere Versuche mit Kadmium-Elektroden statt.

Wir fanden in beiden Fällen keinerlei Unterschied in der im Funken entwickelten Wärme-Energie.

Folgende andere wichtige Thatsache kann man aus unseren Versuchen herleiten: bleiben Kapazität und Widerstand der metallischen Teile des Stromkreises bei jeder Grösse der Periode gleich, so wächst der durch die Beziehung $\frac{Q_1}{Q_2}$ gewonnene Widerstand sehr langsam mit dem Wachsen der Funkenlänge. (Siehe Tabelle I bis VI). Dies erklärt sich durch die Annahme, dass entweder der grösste Teil des Widerstandes beim Übergang von der Elektrode zur Luft austritt, oder dass bei zunehmender Länge auch der Querschnitt des Funkens grösser wird.

Bei unserer Anordnung kann man auch erkennen, wie der Widerstand des Funkens von der Oszillationsperiode abhängt; die Prüfung der in Teil I eingetragenen Tabellen zeigt, dass besagter Widerstand — bei Gleichheit der Schlagweite und der Kapazität des Kondensators — mit wachsender Periode sich auch zu vergrössern strebt.

Die bemerkenswerte Übereinstimmung zwischen der berechneten und der sich aus unsern Versuchen ergebenden Oszillationsperiode ist ein Beweis für die Geringfügigkeit der Grösse des effektiven Widerstandes des Funkens; ein anderer Beweis für die Genauigkeit unserer Messungen ist die völlig ausreichende Übereinstimmung zwischen der disponiblen Energie des Kondensators und der Summe der im metallischen Stromkreis und im Funken entwickelten Wärmeenergien. Wir brauchen wohl kaum noch zu bemerken, dass sich alles in Bezug auf den Widerstand des Funkens Gesagte auf die mittlere Grösse, die derselbe während seiner Gesamtdauer zeigt, bezieht.

5. Messung der in den verschiedenen Teilen des Stromkreises verausgabten Energie.

Unter den Versuchen, die ausgeführt wurden, um die im Funken und in dem metallischen Teil eines Entladungsstromkreises entwickelte Wärme zu messen, müssen die erst kürzlich vorgenommenen von Heydweiller und von Cardani genannt werden, welche die quantitative Bestimmung des Phänomens verfolgten. Diese Messungen geben aber keine vollständige Lösung von dieser Seite des Problems, da sich die Heydweillerschen Versuche nur auf kontinuierliche Entladungen erstrecken und die Cardanischen nicht auf die disponible Energie bezogen sind.

Um zur Lösung des Problems zu gelangen, müssen die Messungen der thermischen Energie, die sich in den verschiedenen Teilen des Stromkreises zeigt, gleichzeitig ausgeführt werden; auch ist es wichtig, dass bei Messungen dieser Art die in der Entladung disponible Energie mit der Summe der Wärmeenergien verglichen werden. Da nun unsere Apparate gestatteten, alle erforderlichen Messungen gleichzeitig auszuführen, haben wir versucht, einen Schluss zu ziehen mit Bezug auf die Energie, die man in den verschiedenen Teilen des Entladungsstromkreises findet gegenüber der disponibel vorhandenen. Zu diesem Zwecke brauchten wir ausser den oben dargelegten Bestimmungen der Kapazität und der in den metallischen Teilen

1) Wied. Ann. **43**, 410, 1891.
2) Journ. de Phys. (3) **4**, 474, 1895.
3) Wied. Ann. **60**, 653, 1897.
4) N. Cim. (4) 11, 113, 1900.

des Stromkreises und im Funken entwickelten Wärme noch die des Potentials der Entladung und die der Grösse der übrig gebliebenen Ladung.

Die Grösse des Potentials, bei dem die Entladung beginnt, haben wir durch das idiostatische Elektrometer von Righi[1]) erhalten, das sich zur genauen Messung hoher Potentiale vorzüglich eignet. Zu der Aluminiumnadel des Elektrometers gaben wir einen leichten elektromagnetischen Dämpfer hinzu, der die Form des Deprez-d'Arsonvalschen Galvanometers besass. Nadel und Dämpfer, die sorgfältig vor elektrostatischem Einfluss geschützt werden müssen, waren sehr leicht, und ihre Bewegung war eine fast vollkommen aperiodische, so dass man sehr schnelle Veränderungen des Potentials verfolgen konnte. Dieses Elektrometer wurde durch Vergleich mit einem absoluten Elektrometer von Lord Kelvin geaicht, welches eigens für Potentiale von der Grössenordnung der von uns benutzten konstruiert ist. Es war infolge der Kleinheit der Elektroden sehr schwierig, das Entladungspotential für eine jede Reihe von Versuchen ausreichend konstant zu halten. Mit Elektroden aus Aluminium, Kadmium, Eisen etc. waren die oberflächlichen Alterationen so sehr schnelle, und die Verzögerung der Entladung, wenn die kleinen Fünkchen im Innern des Kalorimeters auftraten, so bedeutend und so wechselnd, dass es unmöglich wurde, die mittlere Ablenkung mit einiger Sicherheit anzugeben. Mussten wir kalorimetrische Messungen ausführen, so fanden wir, schon zur Vermeidung von Oxydations-Erscheinungen, die Verwendung von Platin-Elektroden, oder besser noch von Platin-Iridium-Elektroden sehr geeignet; um die Verlangsamung der Entladung merklich zu vermindern, verwendeten wir eine kleine Celluloid-Röhre, welche etwas radioaktive Substanz enthielt. Der Einfluss dieser Substanz war so wirksam, dass die aufeinander folgenden Entladungs-Potentiale bei gleicher Schlagweite nur sehr wenig verschieden voneinander waren.

Um die elektrometrischen Ablesungen zu ermöglichen, mussten wir dafür sorgen, dass die Funken langsam aufeinander folgten, damit die Nadel den Veränderungen des Potentials nachkommen kann. Aus diesem Grunde konnten wir nicht jedesmal die betreffenden Ablesungen gleichzeitig mit den kalorimetrischen machen, bei welchen im Gegensatz dazu die Funken ausreichend schnell hintereinander folgen müssen. Wir haben deshalb in vielen Fällen die Bestimmung des Entladungspotentials unmittelbar vor und nach jeder Reihe von kalorimetrischen Ablesungen unternommen, und fanden stets gute Übereinstimmung zwischen voraufgehenden und nachfolgenden Ablesungen.

Um den Anteil von Energie, welcher bei der Entladung verbraucht wird, mit Sicherheit festzustellen, bestimmten wir auch die Grösse der übrig gebliebenen Ladung und zwar mit einem eigens zum Zwecke konstruierten Galvanometer, bei dem die Nadel vor jedem elektrostatischen Einfluss geschützt war; diese stellte sich aber bei unsern sämmtlichen Versuchen als nicht der Beachtung wert heraus.

Die Arbeit, die geleistet wird, um den Kondensator von der Kapazität C auf das Potential V zu laden, stellt die thatsächlich vorhandene Energie dar; man müsste sie in der Entladung wiederfinden, wenn nichts davon im Dielektrikum, ausserhalb des elektrischen Stromkreises und des Funkens, verloren ginge.

Diese Dissipation der Energie kann bei den Kondensatoren mit festem Dielektrikum merkliche Grössen erreichen; man kennt keine sichere Methode zu ihrer Berechnung; bei unsern Versuchen durfte sie jedoch, dank der Verwendung eines Luftkondensators, unbeachtet bleiben. Ebenso fanden wir für den Teil von Energie, der durch elektromagnetische Wellen ausstrahlt, bei Anwendung der Drudeschen [1]) Berechnungen auf unsere Versuche, nur völlig unwesentliche Grössen.

Dass die Summe der ausserhalb des metallischen Stromkreises ausgegebenen Energien thatsächlich unbeachtet bleiben darf, ergiebt sich auch gerade aus unsern Versuchen. Auf den Tabellen I bis VI haben wir die Summe $Q_1 + Q_2$ der im Funken und in der metallischen Spirale entwickelten Wärme zum Vergleich der Energie gegenüber gestellt, die $\frac{1}{2} C V^2$ entspricht; man ersieht aus der Prüfung dieser Tabellen, dass sich fast die ganze Energie unter der Form der Wärme in jenen beiden Teilen des Stromkreises vorfindet. Doch müssen wir hierzu bemerken, dass die Unsicherheit über die wirkliche Grösse von V (die durch die grosse Veränderlichkeit der effektiven Länge der Funken bedingt wird), und die Thatsache, dass das Funkenkalorimeter nicht das genaueste Mass der gesamten, im Funken selbst entwickelten Wärme giebt, den Wert unseres Vergleichs etwas herabsetzt. Andrerseits jedoch war bei diesen ersten Versuchen, mehr als die absolute Messung der gesamten Energie das Studium ihrer Verteilung zwischen dem Funken und einem metallischen Teile von bekanntem Widerstand von Interesse und gelang es uns, diese mit ausreichender Genauigkeit festzustellen.

1) N. Cim. (2) **16**, 89, 1876.

1) Phys. des Äthers, S. 369.

Schlussfolgerungen.

Nach Prüfung der Resultate glauben wir nachstehendes folgern zu dürfen:

1. Die Oszillationsperiode stimmt innerhalb der experimentellen Fehlergrenzen mit dem durch die Thomsonsche Formel gegebenen Werte überein. Die weniger gute Übereinstimmung, welche sich bei sehr kurzen Perioden (etwa 7×10^{-7}) zeigt, hängt damit zusammen, dass man in diesen Fällen die Selbstinduktion des Stromkreises nicht in Berechnung ziehen kann.

2. Der Widerstand des Funkens bei wenig gedämpften, durch sehr grosse Elektrizitätsmengen hervorgerufenen Entladungen, wie die unserer Kondensatoren sind, und bei Schlagweiten von 1 bis 5 mm ist sehr klein und beträgt stets weniger als 1 Ohm.

Bei Gleichheit der anderen Bedingungen wächst er bedeutend weniger schnell als die Funkenlänge. Dies lässt sich durch zweierlei Annahmen erklären, entweder dadurch, dass der Widerstand des Funkens zum grössten Teile beim Übergang aus den Elektroden in das umgebende Gas auftritt, oder dadurch dass, bei der Vergrösserung der Funkenlänge auch der Querschnitt des Funkens zunimmt.

3. Der Widerstand eines spiralisch gebogenen Drahtes ist bei oszillatorischen Entladungen sehr viel grösser als der eines gleichen, aber geradlinig gestreckten Drahtes.

Der Unterschied zwischen besagten beiden Grössen steigt mit der Entladungsfrequenz und der Dichtigkeit der Spiralwindungen.

Die Formel von Lord Rayleigh kann folglich auf spiralisch aufgewundene Stromkreise nicht angewendet werden.

4. Die Summe der durch die Entladung im Funken und im metallischen Stromkreis entwickelten Wärmeenergien stimmt ausreichend genau mit der Grösse der Ladungsenergie überein, welche der Kondensator besass.

5. Bei Anwendung von Kadmium-Elektroden werden die Funken sehr viel regelmässiger als bei Platin- oder Platin-Iridium-Elektroden.

6. Die für den Widerstand des Funkens und für die im Funken selbst entwickelte Energie erhaltenen Werte sind unter den bei uns vorhandenen Bedingungen für Platin-Iridium-und für Kadmium-Elektroden annähernd gleich.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 28. September 1902.)

Über den Durchgang des elektrischen Stromes durch ein gasförmiges Medium im Felde rotierender Magnete. Zweite Mitteilung.

Von J. J. Taudin Chabot.

Unter Beibehaltung der schon geschilderten Anordnung[1]) habe ich die Versuche in zwei Richtungen fortgeführt, das Verhalten des Lichtfadens beobachtend, sowohl wenn Gefäss und Eisen gemeinsam rotieren, während das Eisen nicht polarisiert ist, wie wenn das Gefäss ruht, das Eisen aber rotiert und erregt wird.

Im erstbezeichneten Falle der gleichzeitigen Drehung von Gefäss und unerregtem Eisen, mit der Winkelgeschwindigkeit $n = 0$ anfangend, zeigte sich zunächst eine zaghafte Fortbewegung des Lichtfadens, die stets nach einem Bruchteil eines Umlaufs aufhörte: sie rührte her von einem schwachen dem Eisen inhärenten Magnetismus, entweder remanent, oder durch die Vertikalkomponente des Erdmagnetismus induziert, und setzte augenscheinlich jedesmal dort aus, wo die Reibung, welche der Ansatz des Lichtfadens an der unteren, ringförmigen Elektrode zu überwinden hatte, eine gewisse Grösse überstieg, meistens an der Übergangsstelle des Ringes in dessen seitlich abgebogenen, in das Glas eingeschmolzenen Tragarm. Durch Beklopfen des Gefässes liess sich der Lichtfaden aus dieser Lage nicht befreien, hingegen gelang es mitunter, von anderen Punkten des Ringes aus eine erneute geringe Fortbewegung in der Weise einzuleiten. Stromrichtungswechsel bewirkte keine merkbare Veränderung des Verhaltens, obgleich kathodischer und anodischer Ansatz des Lichtfadens im Aussehen etwas verschieden waren.

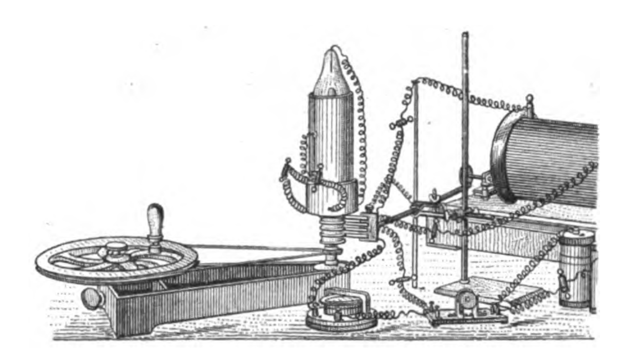


Fig. 1. Gasgefäss im Glockenmagnet auf dem mit Schleifringen versehenen Untergestell, an der „Schwungmaschine."

Erhöhung der Umdrehungsgeschwindigkeit des Systems, sodass $n > 0$, liess jetzt die Teilnahme des Lichtfadens an der Rotation von Gefäss und Eisen überwiegend hervortreten.

1) Diese Zeitschr. **3**, 553, 1902. — N.B. Seite 554, Spalte 1, Zeile 20 v. o., statt „Hier, neben dem freien Ende", zu lesen „Hier über dem freien Ende . . . ."

Bemerkenswert zugleich war aber hier eine Erscheinung anderer Art: Hemmte man plötzlich die Drehbewegung von Gefäss und Eisen, so hatte es den Anschein, wie wenn der Lichtfaden, ähnlich einem mit Trägheit behafteten selbständigen System, die Drehung noch während eines sehr kleinen Zeitteils fortsetzte, — ebenso wie andererseits bei plötzlichem Einleiten der Rotation von Eisen und Gefäss der Lichtfaden erst zurückzubleiben schien. Die nicht ganz scharfe Begrenzung des Lichtfadens macht indessen diese Beobachtung schwierig, sodass über die Dimension der zweifellos äusserst geringen Zeitgrösse eine zuverlässige Anschauung mit der vorhandenen Anordnung leider nicht gewonnen werden konnte. (Magnetische Polarisierung des Eisens erschwerte, infolge hinzutretender Gleichpolrotation[1]) des Lichtfadens, die Wahrnehmung.) Stromrichtungswechsel änderte auch hier die Erscheinung nicht.

Die zweite Beobachtung, bei drehbarem Eisen und ruhendem Gefäss, zu ermöglichen, war das periphere Eisen, durch welches die Leiterverbindung mit der unteren ringförmigen Elektrode hindurchführte, zwecks Erzielung entsprechender Bewegungsfreiheit, zu entfernen, demzufolge nur der in das centrale Rohr des Gefässes hineinragende Eisenkern des 2600 Windungen zählenden Solenoids, sowie dessen eiserne Grundplatte, übrig blieben. Solches vergrösserte die Luftstrecke des gesamten Magnetkreises; bei unverändertem Erregungsstrom des Elektromagnets wurde aber durch Erhöhung der Stärke des Primarstromes am Induktorium die Umlaufszahl des Lichtfadens auf 21 pro Minute gebracht, gezählt mit dem Auge oder nach dem Laut eines Telephons (bezw. dem Anschlagen eines Relais), welches mit zwei in das Gefäss eingeschmolzenen Sekundarelektroden, über die bei jeder Umdrehung der Lichtfaden einmal hinwegging, verbunden war. Die Umdrehungen des Magnets liessen sich, ganz unabhängig, bei 13 pro Halbminute des grossen Rades der Schwungmaschine und einem Übersetzungsverhältnis 1:8 zum kleinen Rade an der Drehachse des Magnets, auf 224 pro Minute steigern. Es zeigte sich, dass die absolute Umlaufsgeschwindigkeit des Lichtfadens durch die Rotation des Magnets, liess man dieselbe von 0 bis 224 Touren pro Minute als höchste, ohne Gefahr nicht zu überschreitende Grenze ansteigen, in keiner Weise beeinflusst wurde, nachdem der Übergangswiderstand der Schleifkontakte im Erregerkreise des rotierenden Elektromagnets, welcher anfänglich bei schneller Rotation wuchs, — sodass der Lichtfaden nur mehr 19 Umdrehungen pro Minute ausführte, — konstant eingestellt worden war. Stromrichtungswechsel im Lichtfaden oder aber Umpolarisieren des Magnets veränderten in bekannter Weise nur die Richtung der Bewegung. Dieses Ergebnis stimmt somit ganz überein mit dem eingangs der ersten Mitteilung erwähnten Befund Lechers. — Sollte eine noch schnellere Rotation des Elektromagnets die Umlaufsgeschwindigkeit des Lichtfadens dennoch zu beeinflussen scheinen, so könnte dieses geschehen wohl nur durch das Mittel der Gleichpolinduktion einer elektromotorischen Kraft, welche die Stromstärke im Lichtfaden erhöht oder herabsetzt.

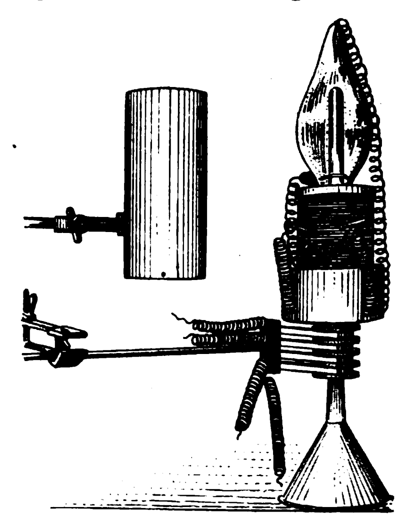


Fig. 2. Äusserer Eisenmantel des Glockenmagnets abgenommen. Der federnde Träger der Schleifkontakte aus spanischem Rohr.

Degerloch (Wttbg.), 7. November 1902.

(Eingegangen 10. November 1902.)

1) Über dieses Wort, statt „Unipolarrotation" bezw. „Unipolarinduktion", vgl. Phil. Mag. **47**, 331, 1899.

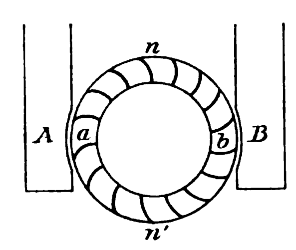
Zur Theorie des Grammeschen Ringes.

Von K. R. Johnson.

Die zuerst von Pacinotti benutzte und von Gramme wieder entdeckte und verbesserte Anordnung, um elektrische Ströme durch Magnetoinduktion hervorzubringen, bildet noch zufolge ihrer vorzüglichen Einfachheit den Typus einer Dynamomaschine. Es liegt mithin nahe zu vermuten, dass die Vorgänge, die in dem Grammeschen Ringe stattfinden, als denjenigen eines idealen Stromerzeugers entsprechend, ein besonderes Interesse darbieten mögen, um so mehr als die theoretischen Anschauungen, die in der Elektrotechnik benutzt werden, in verhältnismässig unbestimmten Voraussetzungen

begründet werden. Die Vermutung, dass die Gesetze des im Grammeschen Ringe erregten Stromes einen Fall der üblichen Wechselstromgesetze bilden möchten, ergab sich jedoch als trügerisch, wie die folgende Überlegung zeigt.

In der nachstehenden Figur stellt $n\,a\,n'\,b$ den ringförmigen weichen Eisenkern dar, der mit einem endlosen spiralförmig gewundenen Kupferdrahte bewickelt ist. Demselben sei eine konstante Umdrehungsgeschwindigkeit um den Mittelpunkt erteilt. Die Magnetpole A und B bewirken im Eisenkern eine magnetische Verteilung und die eine Hälfte des Ringes $n\,a\,n'$ erhält einen dem Pole A entgegengesetzten



Magnetismus, während der anderen Hälfte $n\,b\,n'$ ein dem Pole B entgegengesetzter Magnetismus erteilt wird. Weil der Magnetismus gegenüber den Polen A und B in Ruhe bleibt, bewegt er sich im Eisenkern im entgegengesetzten Sinne der Umdrehung und muss folglich in der einen Hälfte der Drahtspirale eine elektrische Strömung bewirken, die z. B. in $n\,a\,n'$ von n durch a nach n' geht und in die andere Hälfte $n\,b\,n'$ sich im umgekehrten Sinne hinsichtlich der Drahtwindungen bewegen muss, weil sie von der Bewegung des entgegengesetzten Magnetismus in b erzeugt wird. Demzufolge fliesst der Strom in dieser Hälfte auch von n nach n' durch b. Im Punkte n wird daher dem Potentiale ein minimaler Wert erteilt und in n' erhält es einen maximalen Wert. Weil der Draht bewegt wird, so pflanzt sich das Maximum wie das Minimum im Drahte fort und bewegt sich mit einer der Umdrehung entsprechenden Geschwindigkeit. Die Bewegung der Elektrizität im Drahte kann folglich in der Weise charakterisiert werden, dass sie ein Fortschreiten einer Welle im Drahte ist, deren Geschwindigkeit mit der Bewegung des Drahtes gleich, aber entgegengesetzt ist, wodurch die Elektrizität sich stets in einem Ruhezustande im Verhältnis zu den Magnetpolen befindet.

Wir bezeichnen die ganze Drahtlänge der Spirale mit $2\,l$ und die Zeit eines ganzen Umlaufes mit $2\,T$. Es sei ferner x der Abstand eines im Drahte festliegenden Längenelementes dx von einem im Raume festen Nullpunkt — wir sehen dabei von den Windungen des Drahtes ganz ab — und der Abstand desselben Längenelementes von einem im Raume fixierten Nullpunkt ist demzufolge gleich $x - \frac{lt}{T}$ zu setzen. Bezeichnen wir diesen Abstand mit ξ, so ist

$$\xi = x - \frac{lt}{T}, \tag{1}$$

wo folglich ξ einen im Raume fixierten Punkt bedeutet. ξ giebt folglich die Lage des zu betrachtenden Elementes dx im Verhältnis zu dem festen Raume oder zu den festen Magnetpolen an, x bezeichnet aber seine Lage zu einem mit dem Drahte fortbewegten Punkte. Weil die vom Magnetfelde erzeugte elektromotorische Kraft eine Funktion von ξ ist, so muss sie auch als eine Funktion von $x - \frac{lt}{T}$ betrachtet werden können, oder man hat

$$E = E(\xi) = E\left(x - \frac{lt}{T}\right), \tag{2}$$

wenn E die elektromotorische Kraft bedeutet, die das Feld auf der Längeneinheit des Drahtes ausübt, und auf dem Elemente dx wirkt, mithin die äussere elektromotorische Kraft $E\,dx$.

Wir führen demnächst die folgender Weise definierten Grössen ein

$p =$ der Koeffizient der Selbstinduktion pro Längeneinheit des Drahtes (ohne Eisenkern);
$c =$ die Kapazität pro Längeneinheit des Drahtes;
$k =$ die vom Eisenkerne bewirkte Erhöhung des Selbstpotentiales pro Längeneinheit;
$w =$ der Widerstand pro Längeneinheit;
$V =$ das Potential im Punkte x zur Zeit t;
$i =$ die Stromstärke im Punkte x zur selben Zeit.

Wenn es sich nur um eine Elektrizitätsbewegung handelte, die frei (d. h. ohne Beeinflussen äusserer Kräfte) verlaufen würde, so würden die Vorgänge in der Strombahn durch die Gleichungen

$$\frac{\partial i}{\partial x} = -\frac{c\,\partial V}{\partial t} \tag{3}$$

und

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = wi + p\frac{\partial i}{\partial t}$$

dargestellt werden können.[1]) Weil aber hier überdies die Wirkung des Eisenkernes berücksichtigt werden muss, so ist $-dV$ durch $E\,dx - dV$ zu ersetzen und statt p tritt $(p+k)$ herein. Statt der letzten Gleichung erhält man mithin die folgende:

$$E - \frac{\partial V}{\partial x} = wi + (p+k)\frac{\partial i}{\partial t} \tag{4}$$

1) Vergl. z. B. O. Heaviside, Phil. Mag. (V) **2**, 135. 1875.

Bei der partialen Differentiation dieser Gleichung in Bezug auf x und Einsetzen der aus der Gleichung (3) erhaltenen Werte von $\frac{\partial i}{\partial x}$ und $\frac{\partial^2 i}{\partial x \partial t}$ ergiebt sich

$$\frac{\partial E}{\partial x} - \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + wc\frac{\partial V}{\partial t} + (p+k)c\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0,$$

und weil wir nur diejenige Lösung dieser Gleichung zu berücksichtigen brauchen, die sich auf den stationären Zustand der Bewegung bezieht, so können wir zufolge (1) ξ als unabhängige Variable einführen und erhalten folglich

$$\frac{\partial E}{\partial \xi} - \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} - \frac{wcl}{T} \cdot \frac{\partial V}{\partial \xi} + (p+k)c\frac{l^2}{T^2}\frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} = 0.$$

Hieraus ergiebt sich das Integral

(5) $$V = A + B \cdot e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} + e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} \frac{1}{\alpha}\int E e^{\frac{\beta\xi}{\alpha}} d\xi$$

wo

(5a) $$\alpha = 1 - \frac{(p+k)cl^2}{T^2}$$

und

(5b) $$\beta = \frac{wcl}{T}.$$

Die Gleichungen (3) und (5) ergeben also, dass auch i eine Funktion von ξ ist und zwar die folgende:

(6) $$i = \frac{cl}{T} \cdot V.$$

Nehmen wir z. B. der Einfachheit halber an, dass die periodische Funktion E durch den Ausdruck

$$E = e_0 \, Sin \frac{\pi\xi}{l} = e_0 \, Sin\, \pi\left(\frac{x}{l} - \frac{t}{T}\right)$$

dargestellt werden kann, wobei mithin ξ von dem einen Ende des zur AB senkrechten Ringdurchmessers gerechnet werden muss, so ergiebt sich aus den Gleichungen (5) und (6)

(6a) $$i = \frac{cl}{T} \cdot V = \frac{cl}{T}\left\{A + Be^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}} + \frac{e_0 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l} - \varphi\right)}{\sqrt{\beta^2 + \pi^2\frac{\alpha^2}{l^2}}}\right\},$$

wo

(7) $$tg\,\varphi = \frac{\pi\alpha}{l\beta} = \frac{\pi T}{wcl^2} \cdot \left[1 - \frac{(p+k)cl^2}{T^2}\right],$$

wie sich durch Berücksichtigung der Werte von α und β in (5a) und (5b) ergiebt.

Die Bedeutung der obigen Formeln wird aus den folgenden Betrachtungen ersichtlich. Für einen geraden Metalldraht kann man, wie schon von **Kirchhoff** angegeben worden ist, den Koeffizienten der Selbstinduktion annäherungsweise der Kapazität umgekehrt proportional setzen und aus den üblich benutzten Form[...] erhält man

$$pc = \frac{\varkappa}{v_0^2}$$

wo $\frac{1}{v_0}$ den Reduktionsfaktor der beiden Ma[...]systeme und $\varkappa$ die Dielektrizitätskonstante [...] den Draht umgebenden Mittels bedeut[...] $\frac{1}{\sqrt{pc}}$ besitzt die Dimensionen einer Geschw[...]digkeit und $\frac{v_0}{\sqrt{\varkappa}}$ ist mithin die Fortpflanzun[...]geschwindigkeit der Drahtwellen. Ähnlich[...]weise ergiebt sich die Bedeutung des Pr[...]duktes

$$(p+k)c = \frac{1}{u^2}. \quad ([...]$$

Wenn dasselbe gleich $\frac{1}{u^2}$ gesetzt wird, s[...] muss u ebenfalls eine Geschwindigkeit bedeuten nämlich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit welche die Drahtwellen unter dem Einfluss de[...] Eisenkernes besitzen, und es ergiebt sich au[...] den beiden Formeln (8) und (9), dass die Ge[...]schwindigkeit durch den Eisenkern herabgesetz[...] wird. Mit 2λ wird die Wellenlänge bezeichnet die der Schwingungsdauer $2\,T$ und der Fortpflanzungsgeschwindigkeit u entspricht, d. h die Wellenlänge, die entstehen würde, wenn die Bewegung sich frei im Drahte fortpflanzen könnte. Es ist folglich $\lambda = u\,T$.

Nach diesen Betrachtungen kehren wir zu dem in (6a) erhaltenen Ausdruck der Stromstärke i zurück und setzen die Werte von α und β im selben hinein, wodurch kommt

$$i = \frac{cl}{T}\left(A + B \cdot e^{-\frac{\beta\xi}{\alpha}}\right)$$

$$\frac{le_0 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l} - \varphi\right)}{\sqrt{w^2 l^2 + \frac{\pi^2 T^2}{l^2 c^2}\left[1 - \frac{(p+k)cl^2}{T^2}\right]^2}}$$

Wenn die A und B enthaltenden Glieder vernachlässigt werden, so erhält man durch Eliminieren von c mittels der Formel (9) und Berücksichtigung der Gleichung $\lambda = u\,T$

$$i = \frac{le_0 \, Sin\left(\frac{\pi\xi}{l} - 1\right)}{\sqrt{w^2 l^2 + \frac{\pi^2}{T^2}(p+k)^2 l^2\left[\frac{\lambda^2}{l^2} - 1\right]^2}} \quad (10)$$

und die Gleichung (7), welche die Phasenverschiebung bestimmt, lässt sich folgenderweise schreiben:

$$tg\varphi = \frac{\pi}{T} \cdot \frac{p+k}{w} \cdot \left[\frac{\lambda^2}{l^2} - 1\right]. \quad (11)$$

Weil die Drahtlänge im allgemeinen kürzer als die der Umdrehungszeit entsprechende Wellenlänge ist, so ist $tg\varphi$ meistenteils positiv, und weil der Quotient $\frac{p+k}{w}$ mit L/w identisch ist, so unterscheidet sich die Gleichung (11) von der in der Elektrotechnik benutzten Formel des Phasenwinkels nur durch den Faktor $\frac{\lambda^2}{l^2}-1$. Der Winkel φ muss folglich nahezu 90^0 sein. Wäre er genau gleich 90^0, so würde die Stromstärke im Punkte $\xi = l$ ein Maximum erreichen und im Punkte $\xi = 0$ ein numerisch gleiches Minimum. Weil ξ, wie oben bemerkt, vom einen Ende des zur AB senkrechten Durchmessers gerechnet wird, so folgt mithin, dass die Stromstärke wie das Potential in den Punkten n und n' einen maximalen Wert erhalten, und diese Punkte liegen 90^0 von den Punkten A und B, wenn $\varphi = 90^0$ ist, aber jedenfalls bildet nn' mit AB den Winkel φ. Wenn wir aber die Wellenlänge λ mit der Drahtlänge genau gleich haben, so würde die Phasenverschiebung φ ganz verschwinden und die sogenannten „neutralen Punkte" würden mit a und b zusammenfallen. Zugleich verschwindet die Reaktanz

$$\frac{\pi}{T}(p+k)l = \frac{\pi L}{T}$$

im Nenner, weil der Korrektionsfaktor $\frac{\lambda^2}{l^2}-1$ Null ist, und die Stromstärke erhält einen maximalen Betrag.

Die Drahtlänge der Spirale enthält folglich eine künstlich erzeugte Wellenlänge $2l$, die mit der Drahtlänge gleich und im allgemeinen kürzer als die natürliche Wellenlänge 2λ ist. Jene Welle pflanzt sich zufolge des Zwanges der Umdrehung mit einer der Umdrehung entsprechenden Geschwindigkeit längs dem Drahte fort, und weil sie den Draht in einer der Umdrehung entgegengesetzten Richtung durchläuft, so nimmt sie eine zum Raume unveränderliche Lage ein. Wenn wir dagegen einen Grammeschen Ring solcher Dimensionen darstellen, dass die Drahtlänge mit der natürlichen, der Fortpflanzungsgeschwindigkeit u entsprechenden Wellenlänge gleich wird, so muss die Stromstärke einen maximalen Betrag erreichen und ebenso das Potential, weil die Welle keinen Zwang von der Drahtlänge erfährt.

Wenn die magneto-elektromotorische Kraft nicht, wie oben vorausgesetzt wurde, von einer einfachen Sinusfunktion dargestellt werden kann, sondern durch eine Fouriersche Reihe

$$E = e_1 Sin\left(\frac{\pi\xi}{l}+\psi_1\right) + e_2 Sin\left(\frac{2\pi\xi}{l}+\psi_2\right) + e_3 Sin\left(\frac{3\pi\xi}{l}+\psi_3\right) + \cdots$$

ausgedrückt werden muss, so ergiebt sich aus jedem einzelnen Gliede in der Formel (5) ein zugehöriges Integralglied. Die den einzelnen Gliedern entsprechenden Zeitperioden sind

$$\frac{T}{1}, \frac{T}{2}, \frac{T}{3}, \ldots\ldots \frac{T}{n}, \ldots\ldots$$

und die zugehörigen Wellenlängen

$$\frac{\lambda}{1}, \frac{\lambda}{2}, \frac{\lambda}{3}, \ldots\ldots \frac{\lambda}{n}.$$

Die der n^{ten} Wellenlänge entsprechende Impedanz wird folglich durch die Wurzel

$$\sqrt{w^2l^2 + \frac{n^2\pi^2}{T^2}(p+k)^2l^2\left[\frac{\lambda^2}{n^2l^2}-1\right]^2}$$

dargestellt, und, weil $\lambda > l$ ist, so kann es zufälligerweise eintreffen, dass für einen ganzzahligen Wert von n ein Glied $\frac{\lambda^2}{n^2l^2}-1$ verschwindet, was zur Folge haben muss, dass die zugehörige periodische Bewegungskomponente besonders kräftig hervortritt, weil sie eine minimale Impedanz besitzt. Eine derartige Resonanz trifft zuweilen bei den Maschinen thatsächlich zu, obwohl sie niemals für die Hauptschwingung beobachtet worden ist [1]), und dieser Umstand scheint wohl das Vorhandensein des oben erwähnten Korrektionsfaktors $\frac{\lambda^2}{l^2}-1$ zu bestätigen. Weil sie nur den Oberschwingungen entspricht, so beweist dies ja auch, dass die Drahtlänge l im allgemeinen kleiner als die natürliche Wellenlänge λ ist. Dies kann auch folgenderweise dargelegt werden. Der Eisenkern kann den Selbstinduktionskoeffizienten einer Drahtspule höchstens um das 10000fache erhöhen, und zufolge der Gleichungen (8) und (9) kann u nicht kleiner als $\frac{v_0}{100\sqrt{\varkappa}}$ werden. Weil $v_0 = 3.10^8$ Meter und $\varkappa$ etwa 4 ist, so ist u etwa $1{,}5 \cdot 10^6$ oder mehr. Weil die Polwechselzahl etwa 100 beträgt, so ist $T = 0{,}_{01}$ und folglich $\lambda = uT = 15000$ Meter. Um die Resonanzbedingung zu erfüllen, muss demzufolge die Drahtlänge der Spirale zum mindesten 30000 Meter betragen, was einem Gewichte des Kupferdrahtes von etwa 667 kg entspricht, wenn die Drahtdicke 1 Millimeter beträgt. So viel Kupferdraht wird in einem Wechselstromgenerator im allgemeinen nicht benutzt und es

1) Vgl. z. B. C. P. Steinmetz, Wechselstromerscheinungen, Berlin 1900, wo jedoch das Auftreten der Resonanz etwas unklar erscheint.

folgt mithin, dass l die nötige Resonanzlänge nicht erreicht.

Vorausgesetzt, dass wir einen Grammeschen Ring konstruiert haben, der die Resonanzbedingung $\lambda = l$ erfüllt, so scheint es wohl auch nötig zu sein, wenn man denselben als Stromgenerator verwenden will, dafür zu sorgen, dass die äussere Strombahn, die zwei an den Enden eines Ringdurchmessers befestigte mitbewegte Kontakte verbindet, auch eine halbe Wellenlänge beträgt, wenn man die mechanische Arbeit möglichst gut ausbeuten will. Wir können jedoch auf diesen Gegenstand nicht näher eingehen, sondern wollen nur die obigen Gleichungen mit den üblich benutzten Wechselstromgesetzen vergleichen. Wie unmittelbar ersichtlich ist, so ist $wl = W$ und $(p + k)\, l = L$ und $le_0 = E_0$. Wenn diese Werte in die Gleichungen (10) und (11) eingesetzt werden, so erhält man die aus der Technik wohl bekannten Gleichungen, jedoch mit der Veränderung, dass $L\left(\frac{\lambda^2}{l^2} - 1\right)$ überall statt L steht. Dass man jedoch in der Praxis keine konstante Werte von L gefunden hat, kann wohl zum Teil von der Vernachlässigung des Korrektionsfaktors $\frac{\lambda^2}{l^2} - 1$ abhängen. Ferner ist es wohl auch ersichtlich, dass die Wellenbewegung in den Wechselstromgeneratoren keine zwanglose Bewegung ist und es lässt sich folglich vermuten, dass die Berücksichtigung der Resonanz Verbesserungen in der Konstruktion der Dynamomaschinen erbringen wird.

(Eingegangen 15. Oktober 1902.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Aluminothermie. (II. Teil.)

Von Hans Goldschmidt.

Was nun die technische Nutzbarmachung der Aluminothermie anbelangt, so sei als deren Hauptzweig vor allem die Gewinnung reiner, kohlenstofffreier, im elektrischen Ofen bisher nicht darstellbarer Metalle und Legierungen hervorgehoben, die gerade wegen ihres reinen, kohlenstofffreien Zustandes dem Hüttenmanne vorteilhafte Legierungsmittel bieten.

Die Darstellung der Metalle und Legierungen (besonders des Chroms und Mangans), seit einigen Jahren bereits in den Grossbetrieb übergeführt, geschieht in geräumigen, tiegelartigen Gefässen, in denen einige hundert Kilo des Metalls in einer Operation abgeschieden werden, was bei der Schnelligkeit der Reaktion kaum eine halbe Stunde in Anspruch nimmt. Im Prinzip nach äquivalenten Verhältnissen bereitet, wird zur Mischung des Oxyds mit Aluminium, rücksichtlich der grossen Legierungsfähigkeit des letzteren, doch stets ein Überschuss von ersterem verwandt, um alles Alumiuium während der Reaktion zu oxydieren und die Metalle somit aluminiumfrei zu gewinnen. Die Möglichkeit, diesen Reaktionsverlauf allein durch geeignete Wahl des Mischungsverhältnisses zweckentsprechend zu regulieren, muss überraschen, wenn man einerseits bedenkt, wie gross die Legierungsfähigkeit des Aluminiums mit diesen Metallen ist, und andererseits die Unmöglichkeit in Betracht zieht, diese Metalle durch Kohle kohlenstofffrei abzuscheiden, wenn auch ein noch so grosser Überschuss von Oxyd genommen wird. Kohlenstofffreies Chrom hat für die Stahlindustrie schon deshalb besonderes Interesse, weil es wegen seiner Reinheit allein die Möglichkeit gewährt, Chromstähle in ihren physikalischen Eigenschaften genau zu studieren. Es dient jetzt einer Reihe von Stahlwerken als unentbehrliches Legierungsmittel, insbesondere zur Herstellung von 5 bis 8 Proz. Chrom enthaltenden, naturharten Werkzeug-, ferner Panzerplatten- und Kanonenstählen. — Das zu diesen Zwecken bisher verwandte Ferrochrom weist in seinem Kohlenstoffgehalte vielfach erhebliche Schwankungen auf, die in vielen Fällen einem genügend zuverlässigen Legieren fast unüberwindliche Schwierigkeiten entgegenstellen. Nur vermittelst reinen, kohlenstofffreien Chroms ist es möglich, Chromstähle

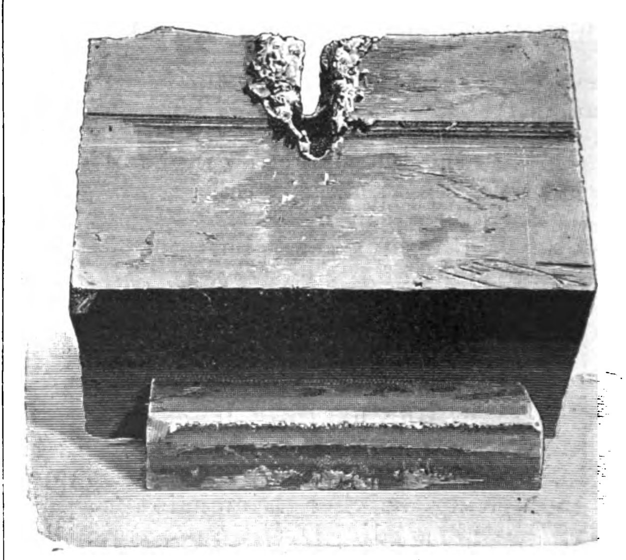


Fig. 1. Wirkung eines Strahles aluminothermischen Eisens auf $^1/_4$ m dicken Eisenblock.

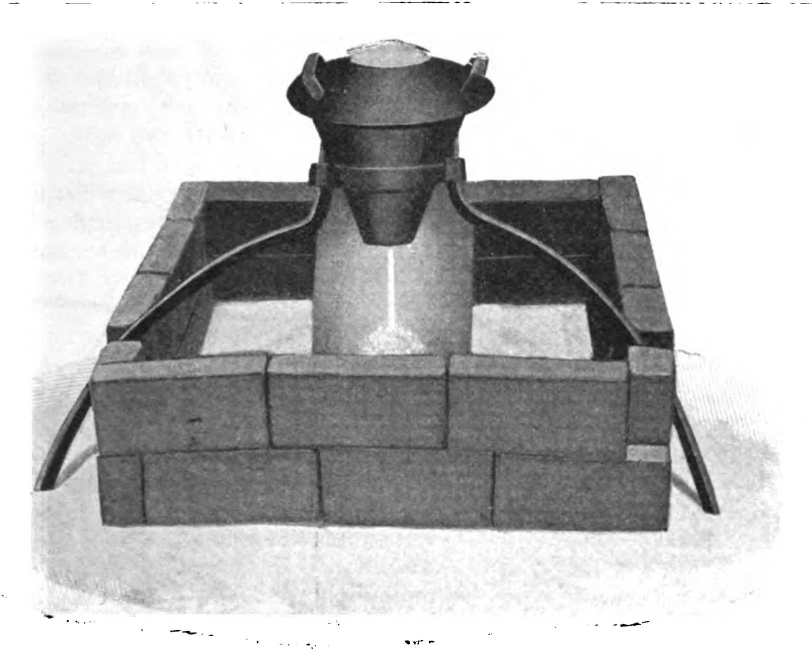


Fig. 2. Durchschmelzung einer Eisenplatte mittelst Thermit.

mit höherem Chromgehalte zu verschmelzen, weil ihre Darstellung unter Verwendung von Ferrochrom, das seinen hohen Kohlenstoffgehalt auf die Legierung überträgt, sich von selbst verbietet.

Findet das kohlenstofffreie Chrom vorzugsweise in der Stahlindustrie steigenden Absatz, so kommt das auf aluminothermischem Wege gewonnene Mangan und seine Legierungen hauptsächlich für die Kupfer-, Bronze- und Nickelindustrie in Betracht. Es zeichnet sich vor dem bisher gebräuchlichen, carbidhaltigen Mangan des Handels, ausser durch grössere Reinheit, vor allen Dingen auch noch dadurch aus, dass es eisen- und kohlenstofffrei ist, an der Luft nicht zerfällt, sich ausserordentlich leicht legiert und sehr geringen Abbrand aufweist. — Die Erfahrung hat bestätigt, dass man zuverlässig gute und porenfreie manganhaltige Güsse nur mit diesem reinen, leicht legierbaren Mangan zu erzielen vermag, und dass die Qualität der Legierung durch einen Eisengehalt, der bei Verwendung des carbidhaltigen Ferro-Mangans unvermeidlich ist, erheblich verschlechtert wird. — Der neuerdings von Heraeus (vergl. Zeitschrift für Elektrochemie VIII, 1902, Heft 14, Seite 185) bestimmte Schmelzpunkt des Mangans liegt bei 1245^0, ist also lange nicht so hoch, wie bisher in der Litteratur, die Mangan zu den schwerst schmelzbaren Metallen rechnete, angegeben wurde.

Ferrotitan und Mangantitan, gleichfalls aluminogenetischen Ursprungs und demgemäss kohlenstofffrei, ermöglichen die bequeme und erfolgreiche Einführung des Titans in Eisen, die

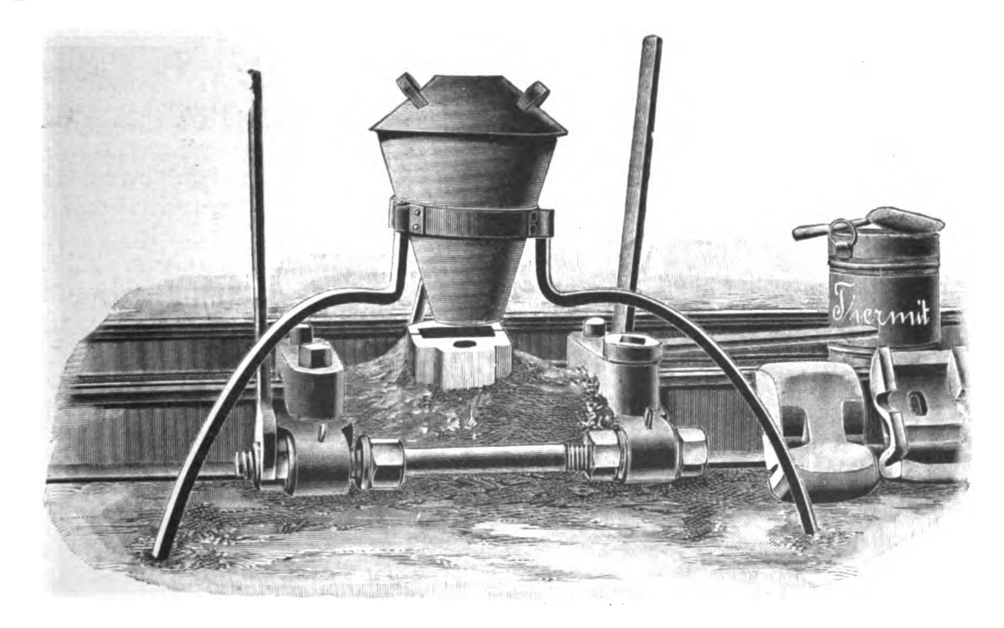


Fig. 3. Schienenschweissung auf der Strecke. Die Abbildung zeigt sämtliche zur Ausführung erforderlichen Materialien und Werkzeuge.



Fig. 4. Durchschnitt durch die Schweissstelle von Rillenschienen, welche mit Thermit verschweisst und mit einer Fusslasche von Thermiteisen umgossen sind. Nach erfolgter Ausätzung des Schnittes sind nur noch kleine Teile links von dem Schienenprofil sichtbar.

früher durch Reduktion titanhaltiger Erze im Hochofen ausserordentlich schwierig gewesen und meistens missglückt ist. Selbst geringe Titanzusätze verleihen dem Eisen ein besonders dichtes, sehniges Gefüge.

Die aluminogenetische Abscheidung der Metalle ist nicht immer in einheitlichem, regulinischem Zustande zu erreichen. Sie ist vom Verfasser bisher als möglich festgestellt für folgende Metalle: Eisen, Chrom, Mangan, Kupfer, Zinn, Blei, Nickel, Kobalt, Niob, Tantal; das Vanadin wird, wie Hittorf nachgewiesen, als V_2O abgeschieden, das völlig metallisch aussieht. Auch aus Molybdän sind einheitliche Abscheidungen zu erlangen; schwieriger gestaltet sich die Reduktion von Wolfram- und Uran-Metallen, über welche die Versuche noch nicht abgeschlossen sind. Dem Verfasser ist vorläufig nicht gelungen, einheitliche Abscheidungen von Silicium, Bor, Titan, Cer, Thorium, Beryllium, Baryum zu erhalten, obgleich

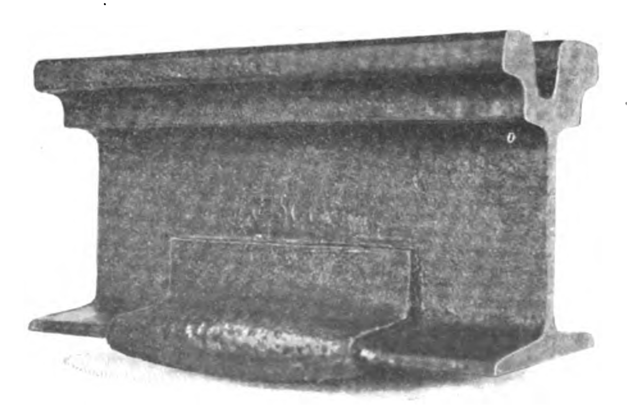


Fig. 5. Zwei Schienenstücke mit Thermit stumpf geschweisst und gleichzeitig mit angeschweisster, schmiedeeiserner Fusslasche versehen.

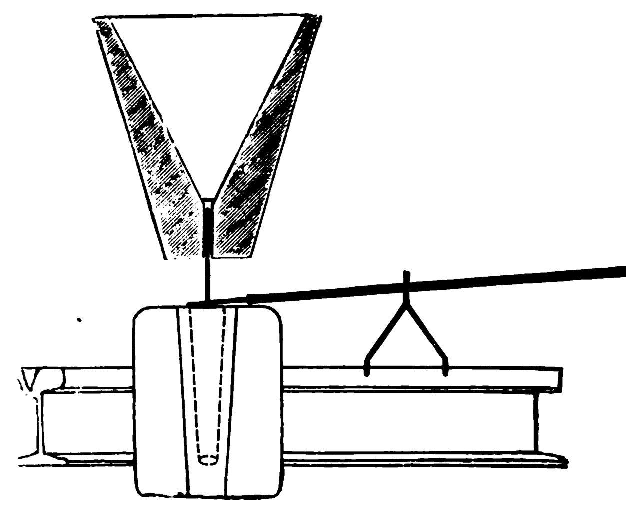


Fig. 6. Hebevorrichtung zum Abstechen des Tiegels.

es ihm möglich war, alle diese Oxyde — mit Ausnahme von SiO_2 — mit Aluminium derart zu reduzieren, dass sie, einmal entzündet, weiter brennen bezw. weiter glimmen. Ähnlich den von Cl. Winkler durchgeführten Reduktionen mit Magnesium, entsteht dabei eine Art von Sinterkörper, in welchem sich die Metalle, mehr oder minder fein verteilt, ansammeln.

Ähnliche Sinterkörper sind auch bei der Reduktion der zuerst erwähnten Metallgruppe — Eisen, Chrom, Mangan etc. — zu erreichen,

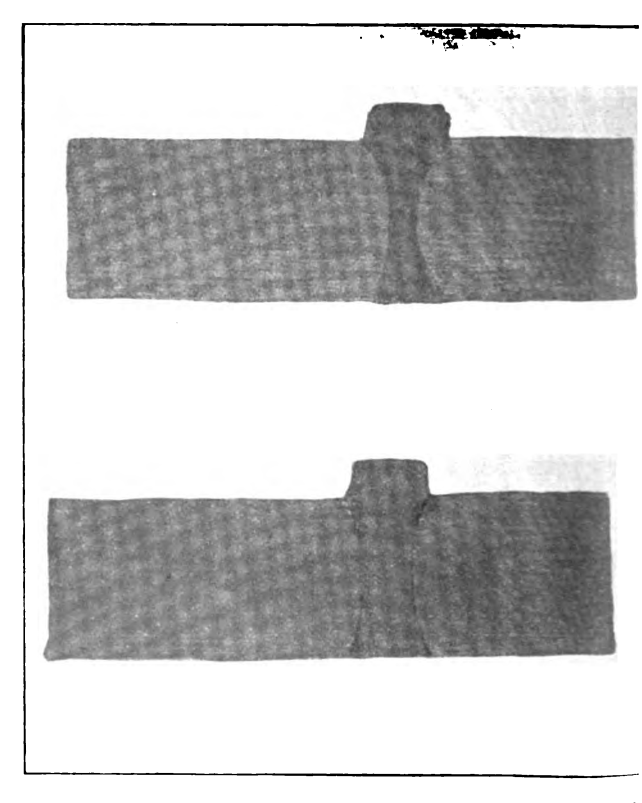


Fig. 7. Angeätzte Schnitte durch zwei aluminothermisch verschwei Quadratstäbe von 140 mm Stärke. (Zwischengussverfahren.

wenn gewisse an dem Reduktionsvorgange nicht direkt sich beteiligende Körper als Ballast zugegeben werden, also beispielsweise Magnesia, Thonerde oder der Überschuss des zur Reduktion zu bringenden Oxyds. Eine zu starke Zugabe indifferenter Stoffe verhindert natürlich das Weiterbrennen oder gar die Entzündung vollständig. Oft genügen schon sehr geringe Zusätze und kleine Veränderungen in den Versuchsbedingungen, um das Resultat wesentlich zu verändern; hierin aber liegt die Schwierigkeit der Durcharbeitung des glatt verlaufenden Prozesses und der Darstellung eines gleichmässig abbrennenden Gemisches mit konstanter Ausbeute. Eine sehr wichtige Rolle spielt auch die physikalische Beschaffenheit der zur Verwendung kommenden Gemengteile, so dass man mit chemisch gleich zusammengesetzten Oxyden und Zuschlägen, je nach ihrer Provenienz, ganz verschiedene Resultate erhält.

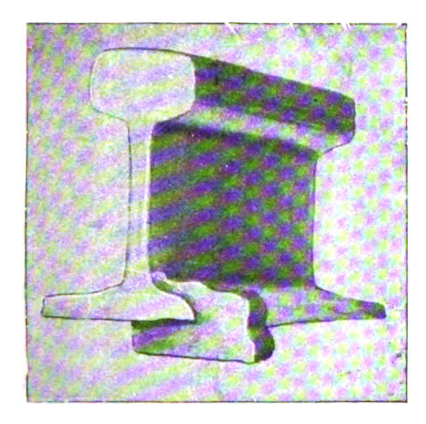


Fig. 8. Leiste aus Thermiteisen als elektrische Verbindung für Leitungsschiene.

Die genannten Metalle, die sich nicht einheitlich abscheiden lassen, werden mehr oder minder gut und leicht als regulinische Legierung dargestellt, wenn man zusammen mit ihnen eine Sauerstoffverbindung derjenigen Metalle reduziert, die sich leicht regulinisch abscheiden lassen, beispielsweise eine solche von Eisen, Mangan, Kupfer, Blei. Auf diese Weise sind vom Verfasser unter vielen anderen dargestellt worden: Titan- und Boreisen, Titan- und Bor-Mangan, Legierungen von Beryllium mit Kupfer, Bleibergzinn, Siliciumkupfer etc. Nicht gelungen ist die Reduktion von Magnesia mit Aluminium. Näher sei hier auf die metallurgische Seite des Verfahrens nicht eingegangen, obgleich gerade diese besonders interessant und umfangreich ist. Das Verhalten der Sulfide, Sulfate und Nitrate soll anderweitig eingehender besprochen werden.

Aufs engste mit dem metallurgischen Teil dieses Verfahrens verbunden, ist, wie bereits eingangs erwähnt, die Entstehung des geschmolzenen Aluminiumoxyds, das als künstlicher Corund oder Schmirgel angesprochen werden kann, weil seine Zusammensetzung mit der des natürlichen, gleichnamigen Minerals im wesentlichen übereinstimmt. Unter den Namen „Corubin" in den üblichen Körnungen in den Handel gebracht, wird es wegen seiner viel grösseren Härte und Schleiffähigkeit bereits erheblich höher bewertet, als natürlicher Corund.

Sehr umfangreich und mannigfaltig sind die Anwendungsarten des aluminothermischen Verfahrens, welche die Ausnutzung seiner Wärmeentwickelung für die Metallbearbeitung bezwecken.

Einige mit dem feuerflüssigen Schmelzgute angestellte Versuche liessen die Aussichtslosigkeit, sich seiner für Schweisszwecke nach Art eines Schmiedefeuers zu bedienen, alsbald erkennen. Die Enden zweier Eisenstäbe, welche man, um sie auf Schweisstemperatur zu erhitzen, in die flüssigen Metalle eintauchte, wurden sofort ganz oder teilweise abgeschmolzen. Die eminente Schmelzkraft des flüssigen, vom geschmolzenen Corund durch Abgiessen befreiten, aluminogenetischen Eisens zeigt sich darin, dass man mit wenigen, strahlförmig auftreffenden Kilogramm desselben aus einem 25 cm hohen Stahlblock eine Furche von der Tiefe eines Drittels seiner Höhe und in der Breite von ca. 20 mm scharfkantig ausspülen kann (s. Abbildung 1).

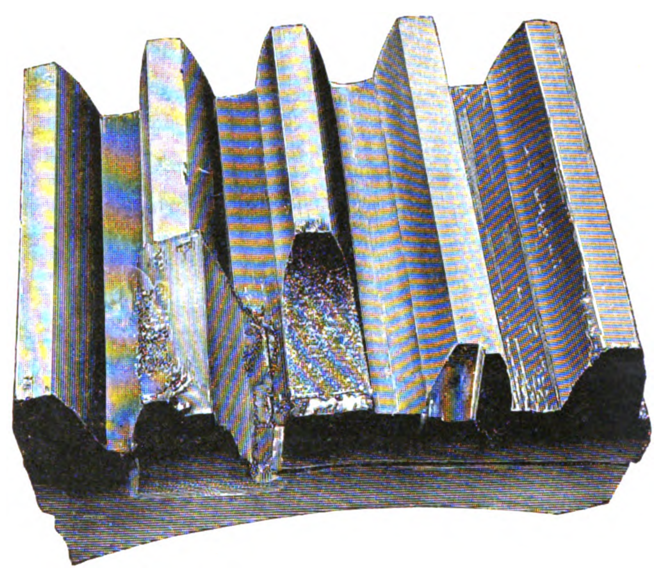


Fig. 9. Zahnradabschnitt mit abgebrochenem Zahn mit unbearbeiteter und bearbeiteter Aufschweissung.

Nicht weniger charakteristisch ist der dem vorhergehenden gleichartige, durch Anwendung des später zu beschreibenden sogen. automatischen Verfahrens aber vereinfachte und exakte Versuch, welcher gestattet, Eisenplatten, Stahl- und sogen. Panzerplatten von 20—25 mm Dicke

mit Hilfe eines schräg auftreffenden Strahles von ebenfalls wenigen Kilogramm flüssigen Thermiteisens in fingerdicken Löchern scharfkantig zu durchschmelzen, unter Vermeidung einer nennenswerten Erwärmung der übrigen Plattenteile (s. Abbildung 2).

Angesichts dieser ausserordentlich aggressiven Wirkung, welche die hoch über ihren Schmelzpunkt erhitzten Metalle auf die zu verschweissenden Eisenstücke äusserten, musste, wollte man sich nicht auf die thermische Anwendung des geschmolzenen Corunds beschränken, zunächst ein Deckmittel ausfindig gemacht werden, das bei hinreichendem Wärmeleitungsvermögen, die Schweissenden gegen die Schmelzwirkung der flüssigen aluminogenetischen Metalle zu schützen imstande war. Ein solches, allen Anforderungen vortrefflich genügendes Material wurde schliesslich in dem beim aluminothermischen Verfahren entstehenden, geschmolzenen Corund gefunden, eine Entdeckung, welcher bald die erfreuliche Erfahrung folgte, dass der die feuerflüssige Schmelze enthaltende Reaktionstiegel durch einfaches Ausgiessen fast quantitativ ohne Gefahr entleert und für neue Operationen wiederholt benutzt werden konnte.

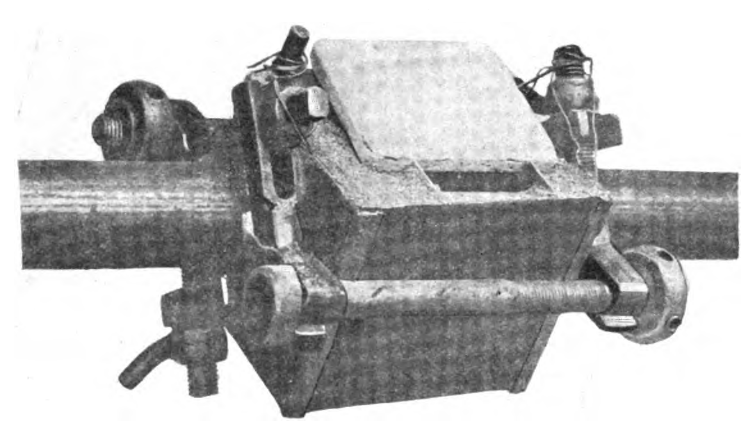


Fig. 10. Horizontal liegende Rohre zum Eingiessen fertig vorbereitet, mit Schutzplatte.

Legt man zwei vermittelst eines Klemmapparates stumpf aufeinandergepresste Schweissenden in ein Schmiedefeuer, derart, dass der Klemmapparat selbst kalt bleibt, so tritt eine automatische Schweissung ein, indem die, durch die Erwärmung bedingte, durch den Klemmapparat aber verhinderte Verlängerung der Schweissenden den zu ihrer Schweissung nötigen Druck erzeugt, eine mechanische Bearbeitung der zu verschweissenden Stellen also entbehrlich macht. Dieses Verfahren „des Schweissens in ruhender Lage", das wohl nur eine mehr versuchsweise als regelmässige Anwendung gefunden haben dürfte, schien für Verfassers Zwecke besonders geeignet zu sein, weil die aluminothermisch sehr plötzlich erzeugte Hitze, ungleich schneller und in denkbar enger räumlicher Begrenzung auf Schweissstücke übertragbar, von vornherein die Möglichkeit bot, auch beim Schweissen schwerer Stücke relativ kleine, gedrungene Klemmapparate zu verwenden.

Die ersten Schweissversuche waren so angeordnet, dass in eine um die Schweissstelle gebaute, äusserlich mit Formsand abgestützte, kleine Blechform der geschmolzene Corund abgegossen wurde, und führten, wie angestellte Biegungen ergaben, bei Quadrat- und Rundstäben zu einem vollen Erfolg. Hierdurch ermutigt, kam Verfasser auf den Gedanken, sein Verfahren, das rücksichtlich seiner Leichtigkeit und Beweglichkeit ohne weiteres zur Vornahme von Schweissungen ausserhalb der Werkstatt und in jedweder Lage der zu verbindenden Stücke geeignet erschien, an einer Aufgabe zu erproben, deren Lösung schon seit etwa 40 Jahren erstrebt wird.

Gleich nach den ersten erfolgreichen Versuchen, zwei Schienenenden mit Hilfe seines bei der aluminothermischen Stumpfschweissung von Eisenstäben beschriebenen Verfahrens, zu verschweissen, machte Verfasser die Beobachtung, dass der Teil des geschmolzenen Corunds, welcher zuerst die noch kalten Schweissenden traf, sofort erstarrte und weder von dem nachfliessenden Corund, noch selbst dann wieder verflüssigt wurde, wenn man auch das im Reaktionstiegel verbliebene, feuerflüssige Metall über der Schweissstelle ausgoss. Diese sowohl als auch die Innenfläche der sie umschliessenden Blechform waren, wie die Untersuchung ergab, mit einer dünnen Schicht schnell erstarrten Corunds überzogen; das nachfliessende, am Boden der Form angesammelte Metall war somit nirgends in direkte Berührung mit festen Metallteilen gekommen, so dass nach dem Erkalten die ganze Masse leicht von der Schweissstelle und der Blechform abgeschlagen werden konnte.

In überraschend einfacher Weise war mit diesen Beobachtungen die Brauchbarkeit des Verfahrens erwiesen. Die dünne Corundschicht erfüllte die Anforderungen, die in diesem Falle unerlässlich waren. Sie schützte einerseits Blechform und Schweissstelle vor dem zerstörenden Einfluss direkter Berührung mit dem nachfliessenden, hocherhitzten Metall, liess aber andererseits vermöge ihrer hinreichend guten Wärmeleitung dessen kalorische Energie auf der Schweissstelle in wünschenswertem Masse zur Geltung kommen. Zweifellos leitet hocherhitzter Corund die Wärme viel besser als kalter, wie denn überhaupt anzunehmen ist, dass die als Leiter II. Klasse bekannten, so-

genannten festen Elektrolyte infolge ihrer bei hoher Temperatur eintretenden, stärkeren Dissoziation nicht nur bessere Elektrizitätsleiter — das Wesen der Nernstlampe beruht auf diesem Phänomen — sind, sondern auch bessere Wärmeleiter sein müssen.

Es sei hier davon abgesehen, die grossen Vorteile des aluminothermischen Verfahrens der Stumpfschweissung sowie seine guten Resultate, insbesondere bei Rohr- und Schienenschweissungen, an Hand des bisher Gesagten ausführlicher zu beleuchten resp. zu begründen. Nur folgendes möge hervorgehoben werden:

In dem aluminothermischen wird zum ersten Male ein Verfahren geboten, welches, unabhängig von dem geübten Auge des Schweissers, gestattet, die jeweils erforderliche Schweisstemperatur mit Hilfe einer empirisch festgestellten, abgewogenen Thermitmenge gewissermassen automatisch innezuhalten.

Gerade die aluminothermische Stumpfschweissung von Rohren an Stelle der bisherigen Flanschenverbindungen hat in zahlreichen in- und ausländischen Werken mit bestem Erfolg Eingang gefunden. Thermitgeschweisste Rohre bieten für Hochdruckluft-, Dampf- etc. Leitungen gegenüber anderen Verbindungsarten die Vorzüge einfacher Montage, grösster Widerstandsfähigkeit und Billigkeit.

Für den Betrieb der elektrischen Strassenbahnen, bei denen der Strom durch die Schienen zurückgeleitet wird, ist eine gute elektrische Verbindung der letzteren untereinander von grosser Wichtigkeit, um die sogen. vagabondierenden Ströme, deren zerstörende, elektrolytische Einwirkung auf Gas- und Wasserleitungsrohre in den letzten Jahren unliebsame Erscheinungen genug gezeitigt hat, auf ein unschädliches Mass herabzudrücken. Als in dieser Hinsicht wirksamstes Schienenverbindungsmittel ist aber eine zuverlässige Verschweissung längst anerkannt, die jetzt von Fachleuten wohl allgemein als notwendig empfohlen wird. Aluminothermisch verschweisste Bahnnetze stellen sich überdies nicht nur in der erstmaligen Anschaffung, sondern vor allem auch in der Unterhaltung erheblich billiger als solche, die mit Hilfe von Laschen und Kupferverbindern hergestellt sind.

Das trifft in erhöhtem Masse zu, seitdem man gelernt hat, bei der Schienenschweissung sich des gleichzeitig aus dem Thermit ausgeschiedenen, hocherhitzten, sehr weichen, kohlenstoffarmen und schmiedbaren Eisens zur Verstärkung der Schweissstelle in Form einer mit ihr innig verschmolzenen Fusslasche zu bedienen. Diesen Zweck erreicht man am besten mit dem sogenannten automatischen Verfahren (s. Abbildung 3 bis 8).

In letzterem Falle wird das Thermit in einem eigens konstruierten Spitztiegel zur Reaktion gebracht. Unter Zuhilfenahme einer kleinen Abstichvorrichtung fliesst zuerst das hocherhitzte Eisen auf den Boden der Schweissform, dort den Schienenfuss unter inniger Verschmelzung mit ihm umhüllend, während der nachfliessende, geschmolzene Corund durch eine in der Schweissform vorgesehene, passende Öffnung auf den Schienenkopf gelangt und die Stumpfschweissung der mit der Fusslasche nicht verschmolzenen Teile der Schienenenden alsbald bewirkt. Diese Art der Schienenschweissung wird in vielen Städten des In- und Auslandes bereits seit mehreren Jahren mit bestem Erfolge bei elektrischen Strassenbahnen angewendet.

Eine erst kürzlich seitens des Verfassers vorgeschlagene Anwendungsart des automatischen Verfahrens bezweckt die partielle Verschmelzung der Schienen durch eine angegossene Leiste aus Thermiteisen, lediglich behufs einer guten elektrischen Verbindung der Schienen untereinander. Diese Thermiteisenleiste, mit Hilfe von nur $1\frac{1}{2}$ kg Thermit hergestellt, bildet ein fest an den Schienenfuss angeschmolzenes Eisenstück von etwa 40 mm Höhe, 60 mm Länge, 50 mm Breite und demgemäss 2400 qmm Querschnitt, der unter Berücksichtigung des Umstandes, dass Kupfer etwa siebenmal besser leitet als weiches Eisen, einem Kupferquerschnitt von etwa 340 qmm entsprechen würde. Wesentlich ist aber noch, dass diese, eine sehr solide Verbindung darstellende Thermitleiste, ohne Einbringung eines fremden Metalls mit den Schienenenden innig verschweisst resp. verschmolzen, den bei Kupferverbindern auftretenden Übergangswiderstand völlig eliminiert. Zudem ist diese Verbindungsart im Preise billiger, als die Kupferverbinder.

Bei elektrischen Strassenbahnschienen mit gewöhnlicher Fusslaschenverbindung nicht ohne weiteres anwendbar, ist die Thermiteisenleistenverbindung bei elektrischen Vollbahnen für die sog. dritte oder Stromleitungsschiene besonders geeignet.

Für die Verlaschung dieser Schiene wird dann eine gewöhnliche Lasche an Stelle von zweien genügen, die erforderlich sind, wenn ein Kupferbügel die Schienen leitend verbindet. Erfahrungen über die Bewährung dieser elektrischen Schienenverbindung sind in nächster Zeit zu erwarten, da seitens einer grossen Elektrizitätsfirma deren probeweise Einführung beschlossen ist.

Die automatische Modifikation des aluminothermischen Schweissverfahrens ist ferner zur Verschweissung von Transmissions-, Schiffs- etc. Wellen vorteilhaft zu gebrauchen, wobei die

Schweissenden an Stelle der bisher üblichen, kostspieligen, weniger betriebssicheren Verschraubungen oder Verkeilungen, mit einem Ringe von Thermiteisen umgossen und innig verschmolzen werden. Auch wenn es sich in Fabriken, Werften oder auf in See befindlichen Schiffen um einen Wellenbruch handelt, kann einem solchen, unter anderen Verhältnissen empfindlichen Schaden vermittelst des automatischen Schweissverfahrens, eben wegen seiner äusserst einfachen Apparatur und Handhabung, ohne besonderen Zeitverlust abgeholfen werden. — In ähnlicher Weise erfolgt auch das Verschweissen von Quadrat- und Rundstäben etc., indem die Stabenden durch Zwischengiessen von Thermiteisen miteinander verschmolzen werden.

Ein weiteres Feld der Anwendung eröffnet sich dem Verfahren bei der Ausbesserung fehlerhafter, gebrochener oder abgenutzter Stahlfaçonguss-, Schmiede- und Graugussstücke, weil es eine absolut sichere Verbindung des Mutterstückes mit dem Aufguss ermöglicht. Oft ist die Entwickelung des Thermiteisens auf der auszubessernden Stelle selbst angängig, so z. B. beim Anschweissen abgebrochener Walzenzapfen, wo es in manchen Fällen lediglich zum Aufweichen der Bruchfläche und ihrer innigen Verschmelzung mit dem zwecks eigentlichen Ersatzes des Bruchstückes nachzugiessenden, flüssigen Stahl oder Gusseisen dient.

Man besitzt in dem Thermit auch ein Mittel, überall und jederzeit geschmolzenen, sehr hoch erhitzten Stahl herzustellen, der sich zum Neuguss plötzlich gebrochener Stücke, für die ein Ersatz nicht sogleich vorhanden, vorzüglich eignet. In diesem Falle können behufs Vermehrung des zu vergiessenden Eisens, mit dem Thermit zusammen noch 20 Proz. seines Gewichtes an kleinen Eisenteilen (Blechschnitzeln, Siebausstanzungen und dergl.) eingeschmolzen werden. Die Bedeutung des Thermits in dieser Hinsicht für die Marine, entlegene industrielle Werke etc. braucht nicht noch besonders betont zu werden.

Das Thermit hat ferner noch Anwendung gefunden zum Verringern der Giessköpfe, Hartlöten etc., wie seiner auch als handlichen Mittels zum lokalen Enthärten von Panzer- und Tresorplatten, zwecks ihrer leichten Durchbohrung, hier noch Erwähnung gethan werden möge.

Schliesslich sei dem bei näherer Überlegung hinfälligen Einwande begegnet, dass eine Schweissstelle allein durch Zusammenschmelzen mit Hilfe von Thermiteisen nicht die mechanischen Eigenschaften, beispielsweise von zwei in ihr miteinander verbundenen, gewalzten Stücken erlangen könne, weil sie keinem Walzprozess unterworfen wird. Bekanntlich hat man längst gelernt, sog. Stahl- und Stahlfaçongüsse, die in ihren chemischen Zusammensetzungen mit Thermiteisen übereinstimmen, von etwa den nämlichen mechanischen Eigenschaften zu giessen, welche man Werkstücken durch Walzen oder Schmieden erteilen kann. Verfasser erinnert nur an die Herstellung der Schiffsteven, die bei einer Festigkeit von 40—50 kg eine Dehnung von über 20 Proz. aufweisen. In gleicher Weise werden auch direkt aus dem Martinofen ganz kleine Stücke, z. B. Gasfittings, aus Weicheisen gegossen, die in ihren Eigenschaften gewalzten Stücken ebenfalls nicht nachstehen. Um gleiche Resultate beim Giessen mit Thermiteisen zu erzielen, hat man also lediglich die Vorschriften zu berücksichtigen, die für das Giessen von weichem Stahlguss gelten.

Obgleich die Zahl der Verwendungszwecke des aluminothermischen Verfahrens damit noch nicht erschöpft ist, dürfte doch das bisher Gesagte zur Orientierung über den augenblicklichen Entwickelungsstand dieses neuen Wissenszweiges hinreichen. Mussten sich, durch die Eigenart der behandelten Materie bedingt, die in Vorstehendem gegebenen Schilderungen notwendigerweise in manchen Teilen über den engeren Rahmen dieser Zeitschrift hinausbewegen, so glaubte Verfasser gerade ihrer nicht entbehren zu sollen, um das Interesse der Leser für ein Verfahren zu gewinnen, das geeignet erscheint, der Technik auch fernerhin neue, noch ungekannte Hilfsmittel darzubieten.

(Eingegangen 15. September 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Dr. Paul Rohland, bisher Assistent an der kgl. Baugewerkschule zu Stuttgart, liess sich dort an der Technischen Hochschule als Privatdozent für anorganische Chemie nieder.

An der Technischen Hochschule in Karlsruhe wurden als Privatdozenten zugelassen und bestätigt: der erste Assistent an der elektrotechnischen Anstalt Ole Sivert Bragstad als Privatdozent für Elektrotechnik und der Abteilungsvorstand an der grossherzoglich chemisch-technischen Prüfungs- und Versuchsanstalt Dr. Paul Eitner als Privatdozent für chemische Technologie.

An der Bergakademie Pribram wurden die a. o. Professoren Dr. Theurer für Mathematik und Physik und Harpf für Chemie, in Agram der a. o. Professor der Mathematik Dr. Varicak zu o. Professoren ernannt.

Gestorben ist der Professor der Chemie an der Universität Leipzig, Geheimrat Wislicenus.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 7. 1. Januar 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 8 am 7. Januar 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein neues Interferenz-Photometer und über das Reflektionsvermögen von Selenium, Cyanin und Glas für ultraviolette Strahlen.

Von P. G. Nutting.

Im Laufe der beiden letzten Jahre haben verschiedene Forscher die Frage des Reflexionsvermögens einzelner Substanzen für Strahlungen von kürzerer Wellenlänge in die Hand genommen. Glatzel[1]) untersuchte das Reflexionsvermögen von Silber, Eisen, Nickel, Kupfer und einigen Legierungen. Seine Methode bestand in der Reflexion zweier Lichtbüschel, von denen das eine von einem bekannten Normalspiegel, das andere von dem zu untersuchenden Spiegel kam, an den beiden Hälften eines Doppelspaltes; die Breite der einen Spalthälfte wurde so lange abgepasst, bis das von beiden Hälften kommende Licht denselben photographischen Eindruck hinterliess. Sein Normalspiegel war aus Brandes-Schunemannscher Legierung und das Reflexionsvermögen desselben wurde nach den beobachteten Werten für das sichtbare Spektrum extrapoliert und im Ultraviolett als konstant betrachtet.

Verfasser[2]) beobachtete das Reflexionsvermögen einer Anzahl Metalle und organischer Flüssigkeiten, indem er die Expositionszeit feststellte, die erforderlich war, um dem von diesen Substanzen reflektierten Spektrum dieselbe photographische Intensität wie dem an Quarz reflektierten Spektrum zu geben, wobei das Reflexionsvermögen des Quarzes aus seinen bekannten Brechungsindices berechnet wurde. Doch waren diese Arbeiten nur von geringem quantitativem Werte, weswegen es wünschenswert erschien, die Untersuchungen mit einer genauen photometrischen Methode zu wiederholen.

1) Glatzel, diese Zeitschr. **2**, 173, 1900.
2) P. G. Nutting, Physical Review **13**, 193, 1901.

Das photographische Polarisations-Photometer.

Drei Verbesserungen in Bezug auf die Genauigkeit photometrischer Methoden hat man in der neueren Zeit zu verzeichnen gehabt. Wild[1]) polarisierte die beiden Strahlenbündel, deren Intensitäten gleichzumachen waren, in aufeinander senkrechten Richtungen und brachte sie dann in einem Quarzkeil-Polariskop zum Übergreifen. Auf diese Weise sind die beiden photometrischen Felder in enge Streifen geteilt, die abwechselnd liegen, und ist das Auge imstande, weit geringere Unterschiede festzustellen, als bei einem gewöhnlichen Photometer.

Simon[2]) liess die beiden Strahlenbüschel, deren Lichtstärke zu vergleichen war, auf die beiden Hälften eines Doppelspaltes fallen und schob eine photographische Platte langsam an dem Spalt vorbei, dessen Breite allmählich variiert wurde. Die so auf der Platte erzeugten Streifen zeigten an einem Punkte gleiche Intensität, und aus den relativen Breiten der beiden Spalthälften an dieser Stelle konnten die relativen Lichtstärken der beiden Strahlenbüschel berechnet werden. Man erzielt so durch Anwendung der Photographie eine Art der Interpolation, wie sie bei direkter Beobachtung mit dem Auge unmöglich erreicht werden kann.

In vorliegender Untersuchung, die im physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt worden ist, wurde nach dem Vorschlage von Herrn Prof. Voigt die Photographie mit einer der Wildschen einigermassen ähnlichen Methode kombiniert.

Eine Linse L_1 giebt im Punkte W ein Bild des Spaltes S, wenn monochromatisches Licht von einem Quarz-Spektrometer benutzt wird.

1) Wild, Pogg. Ann. **118**, 193, 1863.
2) H. Th. Simon, Wied. Ann. **59**, 91, 1896.

Der grosse Kalkspat-Krystall C teilt das Lichtbüschel in zwei zu der (horizontalen) Ebene des Apparates parallel und senkrecht polarisierte Teile. Die beiden Strahlen werden an den beiden Spiegeln M_0 und M mit annähernd normaler Incidenz reflektiert. Die beiden Spiegel sind leicht gegeneinander geneigt, so dass die beiden Strahlen sich im Mittelpunkt des Keilpaares W kreuzen, divergent ihren Weg fortsetzen, durch den Nicol F hindurchgehen, und durch die Linse L_2 wieder zusammengebracht und auf die photographische Platte P geworfen werden. Auf der Platte entstehen zwei übereinander gelagerte Spaltbilder, die beide von Interferenzstreifen gekreuzt werden, welche durch das Keilpaar W hervorgerufen sind. Ein durchbohrter Schirm, der vor dem Krystall C aufgestellt ist, bewirkt, dass die beiden Strahlenbüschel an den Spiegeln nicht übergreifen. Die Entfernung SL_1 wird klein und $L_1 W$ gross gemacht, so dass das Licht zwischen L_1 und W ein Bündel von sehr angenähert parallelen Strahlen darstellt. Die ganze Entfernung $L_1 M W$ beträgt etwa 200 cm. Der grosse Krystall C ist etwa 60 mm dick, so dass für gelbes Licht die Trennung der beiden Strahlen etwa 7 mm ausmacht. Der Einfallswinkel an den Spiegeln beträgt weniger als drei Grad, so dass die von ebenen Metallspiegeln hervorgerufene Drehung ganz zu vernachlässigen ist. Die beiden Spiegel sind gegeneinander in einem Winkel von etwa dreissig Minuten geneigt. Die benutzte Spaltöffnung beträgt etwa 0,2 zu 1,0 Millimeter, und die Lichtbüschel an den Spiegeln nur etwa 3 zu 10 Millimeter, so dass sehr kleine Spiegel benutzt werden können. Diese Spiegel müssen jedoch gute optische Flächen haben, da sonst die Bilder in W und P nicht gleichmässig hell sind. Die Phasenkeile W wurden von der Firma Steeg & Reuter in Homburg eigens so zugeschnitten, dass die Kanten der Keile Winkel von 45^0 mit der optischen Achse des Quarzes machten. Solche Keile kann man mit der einen Seite parallel zur Polarisationsebene des benutzten Lichtes stellen und wird doch zur Keilkante parallele Streifen erhalten. Die Keile wurden anstatt mit Kanadabalsam mit Glycerin zusammengesetzt, um die Absorption im Ultravioletten zu verkleinern. Die Spiegel wurden wie Fresnelsche Spiegel auf einer besonders konstruierten Messingtafel befestigt. Letztere war so eingerichtet, dass die beiden Spiegel leicht durch Umdrehen des ganzen Halters ausgetauscht werden konnten, ohne dass darum die Einstellungen gestört wurden.

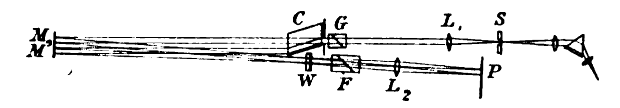


Fig. 1.

Nun giebt jeder der beiden Strahlen in P ein mit horizontalen hellen und dunklen Streifen erfülltes Bild; da jedoch ihre Polarisationsebenen ein um 90^0 verschiedenes Azimut haben, wenn die Strahlen in das Keilpaar treten, so überdecken die hellen Streifen im Bilde, die von dem einen Strahl gegeben werden, gerade die dunklen vom anderen Strahl herrührenden Streifen. Wenn die beiden Strahlen von gleicher Intensität sind, verschwinden die Streifen gänzlich von dem resultierenden Bilde. Ihre relative Intensität kann abgeändert werden, indem man einen Glanschen Nicol G, der sich auf dem Wege des Strahles befindet, bevor er in den grossen Krystall eintritt, eine Rotationsbewegung ausführen lässt. Wenn nun das Reflexionsvermögen des einen Spiegels bekannt ist, kann man das Reflexionsvermögen des anderen aus der Drehung des Nicols G aus der Nullstellung berechnen. Der Spiegel mit bekanntem Reflexionsvermögen war aus Quarz; seine parallelen Flächen waren parallel zur optischen Achse, so dass man sein Reflexionsvermögen aus den Brechungsindices vermittelst der Franz Neumannschen Formeln berechnen konnte. Die betreffenden Berechnungsindices sind von Sarasin, Simon und Trommsdorff sehr genau bestimmt worden.

Bei der Anwendung macht man mit dem rotierbaren Nicol in einer Stellung, bei der die Streifen annähernd verschwinden, eine Aufnahme, verschiebt dann die Platte einige Millimeter, dreht den Nicol etwa um einen Grad, nimmt eine zweite Aufnahme vor und wiederholt dieses, bis man vielleicht sechs solche Aufnahmen nebeneinander auf derselben Platte hat. Unter diesen sechs wird vielleicht eine sein, die keine Spur von Streifen zeigt; sonst kann man eine Zwischenstellung bestimmen, bei der keine solchen auftreten würden. Die faktische mittlere Empfindlichkeit betrug meistens ein Tausendstel für die Differenz der relativen Intensität der beiden Strahlen von der Einheit. Wenn alle Teile des Instruments für den Zweck eigens hergestellt wären, müsste diese Photometerform mit Leichtigkeit noch weit genauere Resultate liefern, so dass sie vielleicht das genaueste von allen Photometern wäre, die man kennt.

Aus verschiedenen Gründen, besonders wegen der Reflexion an den einzelnen Krystallflächen, erfahren beide Strahlen noch andere ungleiche Verluste als die an den Spiegeln. Es sei K das Verhältnis der Korrektionsfaktoren für die beiden Strahlen. Dann haben wir zur Berechnung des unbekannten Reflexionsvermögens

$$R = R_0 \, K \, tg^2 \varphi,$$

wo φ der Winkel ist, um den man den Aus-

gleichnicol G aus seiner Nullstellung dreht. Wenn man die Spiegel vertauscht und eine neue Ablesung vornimmt, so hat man

$$R_0 = R\,K\,tg^2\,\varphi',$$

und bei Elimination des unbekannten Korrektionsfaktors-K,

$$R = R_0\,tg\,\varphi\,cot\,S'.$$

Diese Methode des Austausches der Spiegel zwecks experimenteller Elimination aller Korrektionen wurde während des ganzen Verlaufes der Untersuchung in Anwendung gebracht.

Als Strahlungsquelle wurde eine Nernstlampe im sichtbaren, ein Aluminium-, Zink- oder Kadmiumfunken hingegen im ultravioletten Spektrum benutzt. Gewöhnlich wurden die Untersuchungen bis zur Aluminiumlinie bei 236 $\mu\mu$ ausgedehnt. Zwischen 230 und 200 $\mu\mu$ zeigt Kalkspat starken Dichroismus. Für den ordinären Strahl ist die Absorption jenseits von 220 $\mu\mu$ so gut wie vollständig, für den extraordinären jenseits von 195 $\mu\mu$; die Absorption setzt jedoch sehr allmählich und nicht so plötzlich ein, wie dies bei Glas der Fall ist. Die nötige Belichtungsdauer variierte zwischen zehn Sekunden und zehn Minuten, je nach der Lichtstärke der betreffenden Spektrallinie und nach dem Reflexionsvermögen des untersuchten Spiegels.[1])

Messungen.

Die ersten Bestimmungen eines Reflexionsvermögens wurden an einem von Zeiss hergestellten Stahlspiegel angestellt. Die Ergebnisse sind in der Zahlentabelle sowie auf der ersten beigefügten Kurventafel (Fig. 2) wiedergegeben. Zwischen 309 und 324 $\mu\mu$ zeigt die Kurve einen ausgeprägten Knick, während sonst das Reflexionsvermögen ganz regelmässig von 56 Prozent im Gelb bis auf 33 Prozent bei 257 $\mu\mu$ sinkt. Hagen und Rubens haben das Reflexionsvermögen von Stahl und einer Anzahl andrer Metalle sowohl im Ultraviolett und Ultrarot[2]) als im sichtbaren Spektrum[3]) bestimmt, und da ihre Arbeit über das Ultraviolett ungefähr zu gleicher Zeit mit der Ausführung obiger Bestimmungen an Stahl erschien, wandte Verfasser seine Aufmerksamkeit den Nichtmetallen zu, die für gewisse Wellenlängen metallische Absorption besitzen.

Reflexionsvermögen von Stahl.

Wellenlänge .	589	534	470	410	361
Reflexionsverm.	0,559	0,554	0,540	0,520	0,488
Wellenlänge .	334	309	274	257	
Reflexionsverm.	0,437	0,430	0,353	0,333	

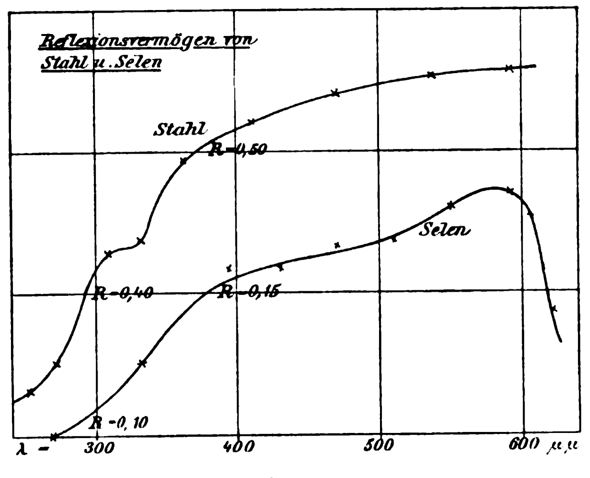


Fig. 2.

Selenium. In Bezug auf zahlreiche physikalische Eigenschaften nimmt Selenium eine Mittelstellung zwischen Metallen und Nichtmetallen ein. Besonders interessant ist es in seinen optischen Eigenschaften. Sein starkes, langsam variierendes Absorptionsvermögen im sichtbaren Spektrum und im Ultraviolett, sowie sein bedeutendes Reflexionsvermögen würden seine Zugehörigkeit zu den Metallen nahe legen, während seine Durchsichtigkeit über ein so weites Bereich im Ultrarot ganz ebenso charakteristisch für ein Nichtmetall ist. Die Brechungs- und Absorptionskoeffizienten sind im sichtbaren Spektrum von Quincke[1]) bestimmt worden, während Cornu[2]) und Wood[3]) dieselben für das sichtbare und ultraviolette Bereich untersucht haben.

Ausgezeichnete Seleniumspiegel wurden durch Schmelzen auf matt geschliffenem Glase erzielt; man deckte Spiegelglas darüber und nahm nach dem Erkalten diese Platte fort. Das beobachtete Reflexionsvermögen nimmt plötzlich von einem niedrigen Werte im Rot bis zu einem Maximum im Gelb zu, nimmt ein wenig gegen Violett ab, und im Ultravioletten setzt sich diese Abnahme schneller fort. Diese Ergebnisse sind mit den Woodschen nicht im Einklange. Wenn wir das Reflexionsvermögen aus seinen Brechungs-

1) Die beschriebene Anordnung gestattet noch eine andere Anwendung, die gewisse Vorteile besitzt und deshalb hier erwähnt werden mag. Lässt man auf den Spalt S ein kontinuierliches Farbengemisch, z. B. weisses Licht auffallen und nimmt die spektrale Zerlegung erst jenseits des Doppelkeiles W vor, so erhält man auf der photographischen Platte P ein Spektrum, das von horizontalen Interferenzstreifen durchzogen ist. Diese Streifen verschwinden bei Drehung des Nicols G für wechselnde Farben. Ist das Spektrum mit Hilfe bekannter Wellenlängen graduiert, so kann man die jeder Nicolstellung entsprechenden Wellenlängen verschwindender Streifen unmittelbar ablesen. Diese Methode vermeidet die oben geschilderte Interpolation aus einer Anzahl bei verschiedenen Nicolstellungen erhaltenen Photogrammen.

2) Hagen und Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 1—21, 1902.

3) Hagen und Rubens, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **19**, 305, 1899.

1) Quincke, Wied. Ann., Jubelband, S. 336, 1874.

2) Cornu, Compt. Rend. **108**, 917 u. 1211, 1889.

3) Wood, Phil. Mag. (6), **3**, 607, Juni 1902.

und Absorptionskoeffizienten vermittelst der bekannten Reflexionsformel

$$R = \frac{n^2(1+k^2)+1-2n}{n^2(1+k^2)+1+2n} \qquad 1)$$

berechnen, erhalten wir eine Kurve, die schnell von Gelb nach Violett hin und langsamer im Ultravioletten ansteigt. Cornu beobachtete nur bei drei Wellenlängen: 721, 439 und 280 $\mu\mu$; aber die Werte des Reflexionsvermögens, die man aus seinen Werten für Hauptincidenz und Ellipticität berechnen kann, stimmen in roher Annäherung mit den hier beobachteten überein.

Reflexionsvermögen des Seleniums.

Wellenlänge .	620	605	589	550	510
Reflexionsverm.	0,1434	0,1763	0,1834	0,1801	0,1685
Wellenlänge .	410	430	395	334	214
Reflexionsverm.	0,1667	0,1583	0,1584	0,1265	0,0998

Nur die letzten Ziffern der angegebenen Werte für das Reflexionsvermögen sind als unsicher zu betrachten, was Versuchsfehler anbelangt. Es ist dies die genaueste mit dem Spektrometer ausgeführte Untersuchung; man ersieht daraus, wie gute Resultate man damit bei sorgfältiger Einstellung und beim Arbeiten mit Substanzen von genügendem Reflexionsvermögen erzielen kann.

Cyanin. Mit seiner starken, eng begrenzten Absorption im Gelb ist Cyanin eine ideale Substanz für die Untersuchung der anomalen Dispersion fester Körper. Seine Brechung und sein Absorptionsvermögen sind von Pflüger[1]), sein Brechungsvermögen von Wood und Magnusson[2]) untersucht worden.

Das benutzte Cyanin war das Diamyliodid $C_{29}H_{35}N_2J$, das von Kahlbaum geliefert wurde und in Alkohol sehr leicht, in Wasser jedoch nur ganz wenig löslich ist. Durch Giessen unter Schutz vor Verbrennen und Verunreinigungen erhält man leicht vorzügliche Spiegel. Geschmolzenes Cyanin scheint ein ausgezeichnetes Lösemittel für Fett und andere organische Substanzen zu sein und bedarf sorgfältigster Behandlung, wenn es rein gehalten werden soll. Das Reflexionsvermögen steigt im Rot an, erreicht im Gelb ein Maximum von etwa 14 Prozent, sinkt im Grün auf 1,26 Prozent und steigt hierauf allmählich bis auf einen im Ultraviolett annähernd konstanten Wert von 6,8 Prozent. Die aus Wood und Magnussons Brechungskoeffizienten und Pflügers Absorptionskoeffizienten mit Formel (1) berechneteKurve für das Reflexionsvermögen stimmt mit der beobachteten in ihrer Form genau überein. Ich benutzte die beobachteten Werte für das Reflexionsvermögen und die von Wood und Magnusson bestimmten Brechungskoeffizienten und gebe die so berechneten Absorptionskoeffizienten in der folgenden Tabelle wieder:

1) Pflüger, Wied. Ann. 65, 173, 1898.
2) Wood and Magnusson, Phil. Mag. (6), 1, 36, 1901.

Optische Konstanten des Cyanins.

Wellenlänge	Reflexionsvermögen R frisch	R' belichtet	n (W. & M.)	k (ber.)
630	0,1346	—	2,325	
610	0,1422	—	2,120	0,192
589	0,1331	0,0625	1,660	0,555
560	0,1050	—	1,250	0,954
540	0,0781	—	1,125	0,538
520	0,0221	—	1,130	0,257
500	0,0126	0,0614	1,255	0,070
475	0,0204	—	1,400	0,00
450	0,0342	0,0657	1,490	
425	—	0,0748	1,538	
395	0,0568	0,078	1,573	
358	0,0660	—		
334	0,0694	0,069		
309	0,0677	—		
274	0,0677	0,065		

In der folgenden Kurventafel sind die Kurven für R und R' diejenigen für n und k punktiert resp. gestrichelt eingetragen.

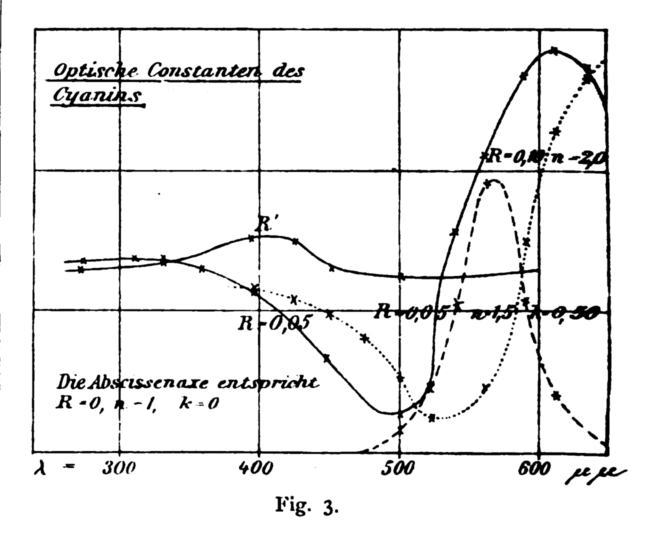


Fig. 3.

Wenn man das Cyanin dem Lichte aussetzt, treten grosse Änderungen des Reflexionsvermögens und anderer optischer Konstanten im sichtbaren Spektrum ein. Frisch geschmolzenes Cyanin ist von tief messinggelber Farbe; bei Belichtung von einigen Minuten an direktem Sonnenlicht oder von einer Stunde am diffusen Licht eines wolkigen Tages nimmt es eine ausgeprägt pflaumenartige Farbe an. Bei zehnmal solange dauernder Belichtung derselben Art nimmt es eine schwarzblaue Stahlfarbe an und sieht wie Selenium aus.

Diese Veränderung kommt nicht von der Wärmewirkung der absorbierten Strahlung, da ein Stück frisches Cyanin, das man warm im Dunkeln hält, keine Spur von Veränderung zeigt. Andrerseits nimmt ein dünner Cyaninüberzug auf poliertem Glase, den man dem Lichte aussetzt, bis er schön gefärbt ist, beim Wiedereinschmelzen seine Messingfarbe wieder

an. Ein Versuch, das Spektrum einer Nernstlampe auf einem Cyaninspiegel zu photographieren (Belichtungszeit 12 Stunden), zeigte, dass die Wirkung im Gelb stark, im anliegenden Rot und Grün jedoch schwach ist. Keine Spur von Veränderung konnte im übrigen Teil des sichtbaren sowie im ultravioletten Spektrum wahrgenommen werden. Die Kurve für das Reflexionsvermögen des belichteten Cyanins zeigte deutlich, dass bedeutende Veränderungen stattgefunden hatten. Anstatt eines im Gelb 14 Prozent und im Grün 1,26 Prozent betragenden Reflexionsvermögens haben wir ein fast konstantes Reflexionsvermögen von 6,5 Prozent in beiden Bereichen; dasselbe ist fast genau dasselbe wie das konstante Reflexionsvermögen im Ultraviolett. Die starke, charakteristische, anomale Dispersion des Cyanins ist völlig verschwunden. Wenn wir die starke Absorption für gelbes Licht auf Rechnung von Resonanz setzen, wie die anomale Dispersion es nahe legt, so besteht die Wirkung des Lichtes in Abschwächung oder Zerstörung dieser Resonanz; durch Erwärmen wird sie wieder hergestellt. Die Wirkung dieses Verlustes des Resonanzvermögens auf die Absorptions- und Brechungsindices ist ganz ausserordentlich. Zum Beispiel können wir bei 500 $\mu\mu$, wo die Absorption so gering ist, den Brechungsindex direkt aus dem Reflexionsvermögen berechnen; durch Belichtung wächst der Brechungsindex von 1,25 auf 1,66 an. Offenbar kann man keinerlei zuverlässige Untersuchung über die Dispersion des Cyanins anstellen, wenn das Prisma oder die dünne Schicht dem Tageslicht ausgesetzt ist. Andrerseits ist im Gelb bei etwa 580 $\mu\mu$ der Brechungsindex des belichteten mit dem des frischen Cyanins identisch. Hier hat wieder der Absorptionskoeffizient von 0,70 auf weniger als 0,07 abgenommen. Diese Veränderung der Absorption kann man leicht feststellen, wenn man eine Natriumflamme durch ein mit geschmolzenem Cyanin überzogenes Stück geschliffenes Glas ansieht. Durch frisches Cyanin hindurch ist die Flamme unsichtbar, während man sie durch belichtetes Cyanin deutlich erkennt.

Glas. Die Absorption gewöhnlichen Crown- und Flintglases ist im Ultravioletten sehr stark und beginnt sehr unvermittelt, so dass man in diesem Bereich Spuren von anomaler Dispersion erwarten möchte. Um festzustellen, ob das Reflexionsvermögen eine plötzliche Zunahme zeigt, und um den Absorptionsindex in diesem Bereich zu messen, wurden Proben von Jenaer Normalglas von Zeiss zur Verfügung gestellt, dank den freundlichen Bemühungen von Herrn Dr. Pulfrich und Herrn Prof. Voigt. Diese Proben waren O 2388 Fernrohr-Crown, O 2546 Baryt-Flint und S 228, ein neues Glas von hervorragend hohem Brechungsindex (1,9) und niedriger Dispersion. Die Brechungskoeffizienten der beiden ersten Sorten sind von Herrn H. Trommsdorff[1]) bis in das Absorptionsbereich bestimmt worden. Von jeder Sorte war eine dünne Platte (1,5 mm), eine dicke Platte (5 mm) und ein Keil vorhanden, dessen Winkel so gross war, dass nur die Reflexion an der ersten Fläche beobachtet wurde.

Bei einer planparallelen Platte beträgt die gesamte Reflexion an Vorder- und Hinterfläche zusammen

$$R = \frac{1 + T^2(1-2R)}{1 - R^2 T^2},$$

wo T das Durchlassvermögen der Platte ist, d. h. das Verhältnis des durchgelassenen zu dem einfallenden Lichte, ohne Korrektion in Bezug auf Verluste durch Reflexion. Dasselbe erfüllt die Beziehung

$$T = e^{-4\pi \frac{d}{\lambda} k}$$

zum Absorptionsindex, wobei d die Plattendicke und λ die Wellenlänge des benutzten Lichtes ist. In obenstehendem Ausdruck ist R das Reflexionsvermögen einer einzelnen Fläche; bei meinen Versuchen ist es das beobachtete Reflexionsvermögen des Keiles. Aus dem Reflexionsvermögen von Keil und Platte kann man dann den Absorptionsindex berechnen. Nach dieser Methode wurden die Absorptionsindices von Glas S 228 bestimmt und in der Tabelle wiedergegeben. Bei Crown- und Flintglas beginnt die Absorption so unvermittelt und war es so schwierig, eine Quelle zu erhalten, die ein hinreichend kontinuierliches Spektrum in diesem Bereich gegeben hätte, dass keine zuverlässigen Resultate erzielt werden konnten.

Reflexionsvermögen von Glas.

Wellenlänge	589	475	395	334
O 2338	0,0416	0,0422	0,0431	0,0448
O 2546	0,0537	0,0563	0,0586	0,0658

Wellenlänge	309	274	250
O 2338	0,0452	0,0467	—
O 2546	0,0694	0,0748	0,0783

Konstanten von S 228.

Wellenlänge	589	550	500	450
Refl.-Keil	0,0939	0,0930	0,0896	0,0888
Refl.-Platte	0,1718	0,1712	0,1681	0,1563
T	1.00	1.00	1.00	0.954
k	0.00	0.00	0.00	117.10^{-8}

Wellenlänge	400	334	274
Refl.-Keil	0,0937	0,0948	0,0955
Refl.-Platte	0,1220	0,0950	—
T	0.604	0.031	—
K	107.10^{-7}	615.10^{-7}	< 0.001

Keine von den Kurven für das Reflexionsvermögen zeigt ein plötzliches Anwachsen des

1) Trommsdorff, Inaug.-Dissert., Jena 1901.

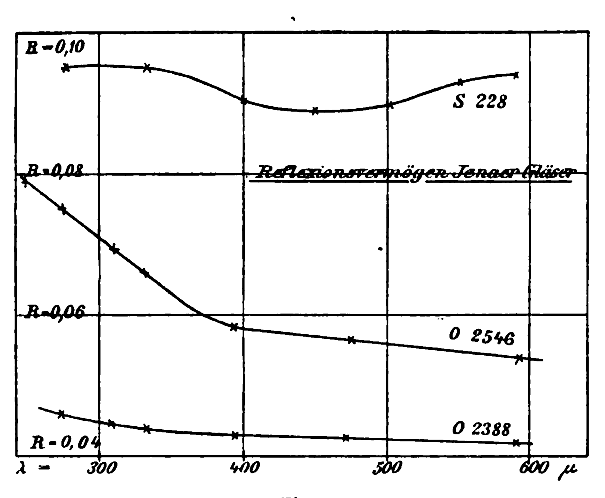


Fig. 4.

Reflexionsvermögens beim Beginn der Absorption. Der steile Teil der Absorptionskurve für *O* 2388 liegt zwischen 298 und 304 $\mu\mu$, für *O* 2546 zwischen 318 und 323 $\mu\mu$. Kein Zeichen anomaler Dispersion ist zu bemerken. Aus der Reflexionsformel (1) ersehen wir, dass K kleiner als 0,001 sein muss, so dass es das Reflexionsvermögen nicht merklich beeinflusst. Andrerseits absorbiert eine Platte von der geringen Dicke eines Millimeters 99 Prozent des einfallenden Lichtes bei dem kleinen Werte 0,0002 für k. Bei allen drei Glassorten liegt also k zwischen diesen Grenzen im Ultraviolett im Bereich des Beginns der Absorption.

Göttingen, Physikalisches Institut, Oktob. 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 13. November 1902.)

Temperaturänderungen im magnetischen Felde.

Von E. Aschkinass.

In einem Anhange zu seiner Inauguraldissertation hat Herr Nernst eine Erscheinung beschrieben [1]), die sich in der Umgebung eines erhitzten Körpers unter dem Einfluss magnetischer Kräfte beobachten lässt. Er schildert das Phänomen mit folgenden Worten: „Wenn man einen Kupferstab mit seinem einen Ende konstant erhitzt, mit seinem anderen zwischen die Flachpole des Magnets hineinragen lässt, so beobachtet man, dass ringsherum (also in einer zu den Kraftlinien senkrechten Ebene) die Temperatur nach Erregung des Feldes ziemlich rasch sinkt, um schliesslich wieder einen stationären Stand anzunehmen. Nach Öffnen des magnetisierenden Stromes kehrt die frühere Temperaturverteilung zurück. Die Wirkung ist so deutlich, dass man sie bequem mit einem Thermometer beobachten kann; letzteres wurde zwischen den abgeplatteten Spitzpolen des Elektromagnets dem erhitzten Kupferstabe in einer Entfernung von 2—3 mm gegenübergestellt. Der Quecksilberfaden, welcher bei etwa 35° einen stationären Stand angenommen hatte, sank nach Erregung des Elektromagnets (H etwa 5000) um 2—3° ...... Über und unter dem Kupferstabe (d. h. also, da der Magnet mit seiner Achse vertikal stand, in Richtung der Kraftlinien vor und hinter demselben) war, wie ich mit einem Thermoelement Kupfer-Neusilber konstatierte, die Wirkung nicht vorhanden ...... Es veschwindet somit nach Erregung des Feldes eine Wärmequantität zwischen den Polen; ich suchte lange nach einem Äquivalent für dieselbe, bis ich endlich fand, dass ausserhalb des Feldes zu beiden Seiten des Kupferstabes, und zwar wiederum in einer den Polflächen parallelen Ebene, die Temperatur nach Schliessen des magnetisierenden Stromes bedeutend ansteigt (ich beobachtete bis zu 5°)." Diese Beobachtungen führten den Verfasser noch zu einer Anzahl weiterer Versuche; indessen gaben dieselben keinen Aufschluss über die Ursache des beschriebenen Phänomens.

Mir schien eine nähere Untersuchung dieser magnetischen Effekte von Interesse zu sein, indem ich mit der Möglichkeit rechnete, dass vielleicht Bewegungsänderungen elektrisch geladener Teilchen das Zustandekommen derselben bedingen könnten. Es ergab sich jedoch gar bald, dass jene Erscheinungen sich vollständig durch den Diamagnetismus der heissen Luft erklären lassen. Auch Herr Nernst bemerkt (loc. cit.), dass dieselben möglicherweise „in einer starken Veränderlichkeit der Magnetisierungszahl der Luft mit der Temperatur" ihre Ursache haben; doch scheint ihm mit dieser Erklärung der Umstand nicht vereinbar zu sein, „dass die Abkühlung und Erwärmung nur in einer den Polflächen durch den Stab parallel gelegten Ebene, nicht darüber oder darunter stattfindet."

Die von mir gewählte Versuchsanordnung schloss sich möglichst genau an die von Herrn Nernst benutzte an. Zumeist verwandte ich einen Kupferstab von 25 cm Länge und 6 mm Durchmesser; Material und Dimensionen des Stabes spielen übrigens keine wesentliche Rolle. Zur Felderzeugung diente ein Ruhmkorffscher Elektromagnet mit abgestutzten konischen Polschuhen, die gewöhnlich bis auf 1 cm einander genähert waren. Die Stromintensität betrug in der Regel 11 Ampère. Der Magnet wurde, wie bei den Nernstschen Versuchen, mit seiner Achse vertikal gestellt, der Kupferstab hori-

1) W. Nernst, Wied. Ann. **31**, 787, 1887; s. a. G. Wiedemann, Elektr., 4. Aufl. **3**, 1037, 1895.

zontal. Zur Temperaturbeobachtung diente ein dünnwandiges Thermometer mit kleinem Quecksilbergefäss oder ein feindrähtiges Thermoelement aus Kupfer-Konstantan.

Die Temperaturänderungen, die ich nun unter dem Einfluss des Magnetfeldes beobachten konnte, stimmten im grossen und ganzen — auch hinsichtlich ihrer Quantität — mit den von Herrn Nernst gemachten Angaben überein. Nur in einer Hinsicht ergab sich eine Abweichung: Die Effekte waren keineswegs auf eine „den Polflächen durch den Stab parallel gelegte Ebene" beschränkt, sondern traten auch oberhalb und unterhalb des Kupferstabes auf. Ja, oberhalb desselben waren sie sogar gerade am stärksten. Verfolgt man die Erscheinung in einer über dem erhitzten Körper horizontal (also der Äquatorialebene parallel) gelegenen Ebene, so beobachtet man mittels des Thermoelementes an Stellen hoher Feldintensität, d. h. an achsennahen Punkten, ein Sinken der Temperatur, sobald der magnetisierende Strom geschlossen wird; dagegen steigt die Temperatur an solchen Stellen, die von der Magnetachse hinreichend weit entfernt sind. Auch in Richtung der geradlinigen Verlängerung des Kupferstabes bewirkt die Erregung des Magneten ausserhalb des Feldes eine Temperaturzunahme.

Im Hinblick auf diese Versuchsergebnisse wird man nunmehr kein Bedenken tragen, die Ursache der Erscheinung in dem Einfluss der Temperatur auf das magnetische Verhalten der Luft zu erblicken. Faraday hat bereits vor mehr als 50 Jahren nachgewiesen[1]), dass die Magnetisierbarkeit der Luft (und einer Anzahl anderer Gase) mit steigender Temperatur abnimmt, so dass erwärmte Luft sich gegen solche von gewöhnlicher Temperatur als diamagnetisch erweist. Bläst man — in ähnlicher Weise, wie es von Faraday angegeben ist — Luft durch ein erhitztes Metallrohr, so dass dieselbe in vertikalem Strome zwischen den Polen des mit seiner Achse horizontal gestellten Elektromagneten aufsteigt, und stellt ein Thermometer einige Centimeter oberhalb der Rohrmündung in diesen Luftstrom hinein, so hat die Erregung des Feldes ein starkes Sinken der vom Thermometer angezeigten Temperatur zur Folge. Bei hohen Feldstärken, starker Erhitzung des Rohres und passender Regulierung der Strömungsgeschwindigkeit erreichen diese Temperaturverringerungen oft einen Betrag von über 100 Grad. Stellt man innerhalb der Äquatorialebene links und rechts neben das erste ein zweites und drittes Thermometer auf, so steigt in den letzteren beim Schliessen des magnetisierenden Stromes das Quecksilber in derselben rapiden Weise, als es in dem ersteren fällt: die heisse Luft teilt sich vollständig in zwei getrennte Ströme, in denen sie nach beiden Seiten aus dem Felde hinausgedrängt wird. (Umgekehrt wird ein heisser Sauerstoffstrom, der in einer Atmosphäre von gewöhnlicher Luft neben den Magnetpolen aufsteigt, in das Feld hineingezogen, da Sauerstoff auch bei hoher Temperatur noch gegen Luft magnetisch ist, vgl. Faraday, loc. cit.) Auch bei der Nernstschen Anordnung treten in der Umgebung des erhitzten Stabes warme Luftströme auf. Unter der Einwirkung des magnetischen Feldes müssen daher, gemäss jenen Faradayschen Versuchen, in der Nähe des Stabes Temperaturveränderungen auftreten in demselben Sinne, in welchem sie thatsächlich zu beobachten sind; und es ist einleuchtend, dass die Effekte oberhalb des Stabes am stärksten sein müssen.

Während für Luft, Sauerstoff, Leuchtgas etc. der Einfluss der Temperatur auf die Magnetisierungszahl sehr gross ist, konnte Faraday einen solchen für Stickstoff und Kohlensäure nicht feststellen.[1]) Wenn die soeben gegebene Erklärung der Nernstschen Beobachtungen zutreffend ist, so müssen daher die Temperaturänderungen in der Umgebung des erwärmten Stabes verschwinden, sobald sich derselbe in einer Atmosphäre von Stickstoff oder Kohlensäure befindet. Zur Prüfung dieser Konsequenz wurde zwischen die Spulen des Elektromagneten ein weites Messingrohr luftdicht festgekittet, in welches die Polschuhe hineinragten. Seitliche Ansatzröhren dienten dazu, dieses Gehäuse mit den verschiedenen Gasen zu füllen und den Kupferstab sowie das Thermoelement luftdicht hineinzuführen. Ein in der Rohrwand angebrachtes Fenster erlaubte, behufs Justierung der Anordnung in den Behälter hineinzuschauen; durch ein über den Kupferstab geschobenes Stück Glasrohr konnte eine zu starke Wärmeabgabe an die Rohrwand vermieden werden. Die Versuche lieferten in der That die erwarteten Resultate: die Temperaturveränderungen traten in der bisherigen Weise auf, wenn der Behälter mit Luft oder mit Sauerstoff gefüllt war; die Effekte verschwanden aber vollständig, sobald diese Gase durch Stickstoff oder Kohlensäure ersetzt wurden.

Die von Hrn. Nernst beobachteten Erscheinungen erklären sich also vollkommen durch den Einflus des magnetischen Feldes auf den Verlauf der warmen Luftströme. Die Wirkungen werden daher auch viel deutlicher, wenn man durch eine geringe Abänderung der Versuchsanordnung bewirkt, dass intensivere Luftströmungen an den Stellen hoher Feldintensität zustande kommen. Zu diesem Zwecke

1) M. Faraday, Pogg. Ann. **73**, 256, 1848; s. a. G. Quincke, Wied. Ann. **34**, 438, 1888.

1) M. Faraday, Exp. res. **3**, 218, 1850.

wurde die Achse des Magnets horizontal gestellt und der Kupferstab ca. 5 cm vor seinem einen Ende rechtwinklig umgebogen. Der kürzere Schenkel ragte in vertikaler Stellung von unten her in das Feld hinein, der längere Schenkel führte in horizontaler Richtung nach aussen und wurde an seinem Ende durch eine Bunsenflamme erhitzt. Bei dieser Aufstellung beobachtet man leicht unter dem Einfluss der magnetischen Kraft Temperaturveränderungen bis zu 50 Grad. Diese ganze Anordnung geht aber aus der von Hrn. Nernst angegebenen hervor durch einfache Drehung des Feldes und des Stabes um je 90^0 und stimmt ihrerseits vollständig mit derjenigen überein, welche von Faraday in seinen ersten diesbezüglichen Versuchen benutzt wurde, wenn wir nur noch den Kupferstab durch eine elektrisch geglühte Platinspirale ersetzen.

Berlin, Physik. Inst. der Techn. Hochsch. Dezember 1902.

(Eingegangen 21. Dezember 1902.)

Über optische Resonanz.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von J. Kossonogoff.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich gezeigt, dass man eine ziemlich reine selektive Reflexion der elektromagnetischen Wellen erhalten kann, wenn man die aus Resonatoren einer bestimmten Länge zusammengestellten Spiegel anwendet.[2]) Im Anschluss zu dieser Arbeit suchte ich seit jener Zeit solche Resonatorensysteme zu bauen, welche die Wellen des sichtbaren Teiles des Spektrums selektiv reflektieren könnten. Bei meinen Versuchen habe ich schon im Anfang des Jahres 1902 einige positive Resultate erhalten und teilte sie meinem hochgeehrten Lehrer, Herrn Prof. N. Schiller, im April dieses Jahres mit; doch hielt ich sie nicht für hinreichend abgeschlossen, und darum hatte ich die Absicht, sie etwas später zu veröffentlichen.

In demselben Jahre hat aber Prof. R. Wood[3]) zwei Abhandlungen veröffentlicht, in welchen er mitteilt, dass es ihm gelungen sei, aus zerstäubten Metallen Schichten zu fertigen, welche selektives Reflexionsvermögen im sichtbaren Teile des Spektrums besassen. Solche Schichten hat Herr Wood erst auf thermischem (aus *Ka*, *Na* und *Li*), dann auf elektrischem Wege (*Au*, *Pt*) und schliesslich mittels des Niederschlagens des Metalles aus der wässerigen (nach Carey Lea) Lösung desselben (*Ag*) verfertigt. Die von ihm erzielten Resultate hielt Herr Wood bloss als vorläufige. Deswegen möge es mir gestattet sein, im folgenden kurz über meine Untersuchungen, wie auch über die von mir erlangten Resultate Bericht zu erstatten.

Ich suchte optisch resonierende Schichten von zerstäubten Metallen (*Au*, *Pt*, *Ag*, *Cu*) wie auch von Fuchsin und Eosin auf mehreren Wegen zu ermitteln: auf chemischem Wege, indem ich aus zweckmässigen chemischen Gemischen Metalle auf einer Spiegelglasplatte sich niederschlagen liess. Obwohl diese Methode befriedigende Resultate giebt, lassen diese doch noch zu wünschen übrig. Nach der zweiten Methode erhielt ich einen feinen Metallstaub, indem ich die der Kundtschen ähnliche Methode anwandte und sehr verdünnte Lösungen von Metallsalzen nahm. Diese Methode giebt bessere Resultate, die Schichten der Metalle zeigen immer eine granulöse Beschaffenheit, und eine vollkommen ausgesprochene selektive Reflexion; doch hielt ich es für wünschenswert, noch bessere Resultate zu erlangen. Dies gelang mir auf einem sehr einfachen Wege: sehr verdünnte Lösung (im Wasser, Alkohol oder Ol. Lavendulae) eines Salzes der zu untersuchenden Metalle ($PtCl_4$, $AuCl_3$, $AgNO_3$, $CuSO_4$) oder wässerige, sehr verdünnte Lösung derselben (*Pt*, *Au*, *Ag*) nach Carey Lea zerstäubte man mittels eines Pulverisators und liess diesen Staub auf eine stark erhitzte Spiegelglasplatte fallen. Bei schneller Verdunstung hinterliess jedes Stäubchen ein kleines Körnchen von Salz oder Metall. Bei fortgesetzter Erhitzung konnte die Zerlegung des Salzes ermöglicht werden, wenn man mit diesem letzten operierte.

Endlich erhielt ich zerstäubte Metallschichten auf elektrischem Wege, durch Kathodenzerstäubung.

Alle diese Methoden haben qualitativ ähnliche (die zwei letzteren die besten) Resultate ergeben.

Bei mikroskopischer Untersuchung zeigten alle verfertigten Schichten körnige Struktur; in allen untersuchten Metallen, *Pt* ausgeschlossen (s. unten), konnte man Körnchen von verschiedener Grösse wahrnehmen. Diese Körnchen (ihre Diffraktionsgebilde) hatten, je nach der Beschaffenheit und Farbe der Schicht, im Durchmesser 0,2 μ bis 0,5 μ.[1])

Die Farbe der Schichten im reflektierten Lichte war verschieden je nach der Grösse der Körnchen und ihrer gegenseitigen

1) Zur Frage der Dielektrika: diese Zeitschr. **3**, 207, 1902. In russischer Sprache war diese Arbeit im April 1901 erschienen.

2) Dasselbe ist etwas später noch ausführlicher von Herren Aschkinass und Schaefer (Ann. d. Phys. **5**, 489, 1901) gezeigt.

3) R. Wood, Philosoph. Magaz., April, S. 396, Oktob., S. 425, 1902.

1) Diese Messungen wurden im hiesigen Physiologischen Institut unter Mitwirkung des Herrn Leontowitsch im März 1902 gemacht.

Verteilung. Die Schichten von *Au*, *Ag*, *Cu* erhielt ich von blauvioletter, blaugrüner, gelbgrüner, roter und tiefroter Farbe im reflektierten Lichte. Im durchgelassenen Lichte zeigten diese Schichten grüne, gelbgrüne, blauviolette und violette Farbe. Mittels zweckmässiger Anordnung konnte man entsprechende Absorptionsstreifen beobachten.

Dieselbe Schicht nahm bei Erhitzung oder Abkühlung verschiedene Farbe an. Bei Erhitzung der Schichten bemerkte ich folgendes: in einigen Fällen bekam die Schicht nach Abkühlung ihre vorige Farbe, in anderen Fällen aber war die Farbe nach Abkühlung eine andere; z. B. eine Schicht von Silber war nach Verfertigung fein dunkelblau; das Mikroskop zeigte in ihr zarte, kleine Körnchen. Bei starker Erhitzung wechselte jene Farbe in hellgrün und diese blieb auch nach Abkühlung. Das Mikroskop zeigte nun grössere Körnchen.

Alle Schichten wechselten ihre Farbe beim Anfeuchten mit Alkohol, Äther, Paraffin (flüss.) oder Benzin in eine Farbe von grösserer Wellenlänge; so z. B. wechselte grüne Farbe der Gold- und Silberschichten in gelb, blaue Farbe der Schichten derselben Metalle in hellgrün u. s. w.

Beim Einschmelzen der Silberkörnchen ins Glas durch starke Erhitzung wechselte tiefblaue Silberschicht in grün.

Alle diese Erscheinungen beweisen uns die Existenz wahrer optischer Resonanz, analog der elektromagnetischen Resonanz. Doch möchte ich noch einen Beweis dazu führen. Prof. Wood sagt in seiner zweiten Abhandlung [1]), dass man nicht eine Schicht von Platin bekommen könne, welche eine Farbe im reflektierten Lichte, d. h. eine selektive Reflexion zeigen könnte; er sagt hier auch, dass er keine Körnchen in Gold- und besonders in Platinschichten habe bemerken können, und darum meint er, dass die Resonanzerscheinungen nicht durch jene Körnchen, welche man im Mikroskop sieht, verursacht seien. Beim Verfertigen der Platinschichten nach den oben beschriebenen Methoden zeigen diese Schichten wirklich keine sichtbare Farbe: beim Betrachten mittels eines guten Mikroskops habe ich gefunden, dass diese Schichten zarteste, kaum bemerkbare Körnchen zeigen; dadurch müssen sie Wellen von sehr kleiner Länge reflektieren. Diese Behauptung kann ich nun fast als bewiesen (auf photographischem Wege) halten; entsprechende Experimente hoffe ich in nächster Zeit mitzuteilen. Doch ist es mir gelungen, Platinschichten zu verfertigen, welche eine tiefblaue Farbe im reflektierten Lichte haben; dies ermöglicht man durch möglichst starkes und dauerndes Erhitzen der auf oben erwähntem Wege erhaltenen Platinschicht oder wenn man dieselbe in ein veränderliches elektrisches Feld setzt. Bei mikroskopischer Untersuchung solcher Schicht findet man dann, dass diese aus leicht bemerkbaren, grösseren und weniger zarten Körnchen als vorher besteht.

1) l. c., S. 426.

Dieses Experiment halte ich als einen unmittelbaren Beweis für die Existenz der optischen Resonanz im Sinne der elektrischen Resonanz. Somit ergiebt sich:

1. Jene Resonanz ist durch die Körnchen von der Grössenordnung der Lichtwellen verursacht, welche das Mikroskop zeigt.
2. Das Eintauchen der Körnchen in ein Dielektrikum, welches eine grössere Dielektrizitätskonstante als die der Luft hat, verursacht ein Wechseln des elektromagnetischen Verhaltens der Körnchen und dabei können die Körnchen grössere Wellen als vorher reflektieren.
3. Von jedem der untersuchten Metalle kann man durch zweckmässiges Verfahren eine Schicht beliebiger Farbe konstruieren, sei es auf chemischem, mechanischem oder elektrischem Wege.

Zum Schluss möchte ich noch sagen, dass die aus Eosin und Fuchsin verfertigten Schichten, durch Zerstäubung oder Niederschlagen aus verdünnten Lösungen, dasselbe Verhalten wie jene von Metallen zeigen, aber es ist mir bisher nur gelungen, diese von einer Farbe der verschiedenen Nuancen (grün, bläulich-grün, gelblich-grün) zu erhalten.

Da zu dem von den Metallschichten reflektierten (oder durchgelassenen) Licht eine grosse Menge von jenem Lichte beigemischt ist, welches von der Glasfläche reflektiert (oder durchgelassen) ist, so muss man bei beschriebenen Untersuchungen das Licht durch zwei gekreuzte Nicols (das eine vor, das andere nach der Reflexion) gehen lassen.[1])

Augenblicklich bin ich mit den quantitativen Untersuchungen der oben beschriebenen Erscheinungen beschäftigt.[2])

1) Alle oben erwähnten Resultate sind in der Sitzung der hiesigen phys.-math. Ges. vom 28. Okt. 1902 mitgeteilt und demonstriert.

2) Anmerkung der Redaktion: Am 16. Dez. 1902 ist von dem Verfasser folgendes Telegramm eingelaufen: „Habe optische Resonanz bei lepidoptera gefunden und untersucht. Mitteilung folgt nächste Zeit. Kossonogoff."

Kiew, Universitätslaboratorium, Okt. 1902.

(Eingegangen 22. November 1902.)

Elektrische Entladung an heisser Kohle.

Von C. D. Child.

Ich habe kürzlich die Entladungsgeschwindigkeit an heissen Kohlenstäben untersucht und dabei denselben Apparat benutzt, der bei meiner Untersuchung der Entladung an heissen Platindrähten zur Anwendung kam.[1]) Meistens wurden bei diesen Versuchen Kohlenstäbe von 1,6 mm Durchmesser verwandt. Die Ergebnisse derselben können folgendermassen zusammengefasst werden:

Wenn ein Kohlenstab erhitzt wird, tritt zuerst positive Entladung ein. Dies ist der Fall, gleichviel, ob der Stab an der Luft bei normalem Druck, im Vakuum oder in einer Wasserstoffatmosphäre erhitzt wird. An der Luft ist für negative Entladung eine nur wenig höhere Temperatur als für die positive erforderlich. Bei höherer Temperatur ist die negative Entladung bedeutender. Sowohl die positive als die negative Entladung gehen bei zunehmender Temperatur durch Maximalwerte.

Innerhalb einer geschlossenen Röhre ist die Entladung ganz bedeutend geringer als in freier Luft.

Im Vakuum wird die negative Entladung bei höherer Temperatur um vielfache Beträge stärker als die positive und erzeugt den sogenannten „Edison-Effekt".[2]) Hier passieren die Entladungsgeschwindigkeiten keinerlei Maximalwerte.

Im Wasserstoff haben bei höherer Temperatur positive und negative Entladung annähernd denselben Wert. Hier ist die Entladung viel bedeutender als an der Luft. Beide Entladungen passieren Maximalwerte.

Im allgemeinen verhält sich die Entladung an heisser Kohle ganz ähnlich wie die an heissem Platin. Die Ionengeschwindigkeit wird durch das Vorhandensein von Teilchen, die von der Kohle ausgesandt werden, herabgesetzt. Die geringere Geschwindigkeit der negativen Ionen beim elektrischen Bogen ist sehr wahrscheinlich der Ladung dieser Teilchen zuzuschreiben.

1) Phys. Rev. **14**, 165; diese Zeitschr. **3**, 336, 1902.
2) Phil. Mag. (5), **42**, 52.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 13. November 1902.)

Über den Pflanzenwuchs in ionisiertem Boden.

Von Amon B. Plowman.

Es ist oft behauptet worden, dass der Pflanzenwuchs sehr beschleunigt werden kann, wenn man demselben elektrische Energie zuführt, und in einigen Fällen sind kostspielige Anlagen hierfür errichtet worden. Andererseits aber ist behauptet worden, dass Bäume durch die Wirkung ihnen genäherter hochgeladener Konduktoren verletzt und selbst getötet wurden. Es wurde daher im Oktober 1901 eine Untersuchung über die Beziehungen zwischen Pflanzenwuchs und Elektrizität im botanischen Garten der Harvard-Universität begonnen. Die verschiedenartigsten Versuche befinden sich im Werke und viele sehr interessante Thatsachen sind beobachtet worden. Obwohl die Beobachtungen noch nicht so weit gediehen sind, um irgend einen allgemeinen Schluss daraus zu ziehen, so scheint doch das Folgende gut begründet zu sein.

Wenn ein elektrischer Strom zwischen Platin- oder Kohleelektroden durch irgend ein Medium hindurchgeht, in das man Samen von Lupinus albus zum Keimen eingesetzt hat, so werden die Samenkörner nahe an der Anode immer von Strömen von 0,003 Amp. und darüber getötet, wenn letztere während 20 oder mehr Stunden einwirken, während in die Nähe der Kathode gelegter Samen in den meisten Fällen sehr wenig angegriffen wurde, ja unter gewissen Bedingungen die Keimfähigkeit anscheinend erhöht wurde. Alle Spannungen zwischen 0,5 und 500 Volts wurden angewandt, und besondere Sorgfalt wurde darauf verwandt, Wärmewirkungen zu vermeiden (s. Am. Jour. Science XIV. Aug. 1902). Wenn die Samen in Wasser zum Keimen gebracht werden, so ist dieser Unterschied dann am auffälligsten, wenn starke Ströme für kurze Zeit durch das Wasser geschickt werden. In diesem Falle werden die Samen nahe der Anode getötet, während die nahe der Kathode nicht merklich verletzt werden. Wirkt der Strom hier während 20 Stunden oder länger, dann erfolgt die Abtötung an allen Stellen zwischen den Elektroden, selbst bei Strömen von nur 0,003 Amp. bei 2 Volt oder mehr. Setzt man die Samen in gewöhnlichen Sandboden und schickt den Strom durch, so erhält man an der Anode dieselben Resultate, während man einer viel längeren Zeit benötigt, um in der Nähe der Kathode diese schädigenden Wirkungen zu erzielen. In der That, solange der Strom ungefähr 0,08 Amp. nicht überschreitet, bemerkt man ein bedeutendes Anwachsen der Geschwindigkeit, mit der die Setzlinge wachsen.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen mag folgende vorläufige Theorie dienen: Sind in irgend einem Elektrolyt zwei Punkte auf verschiedene Potentiale geladen, so ist der Bewegung der freien Ionen in der Lösung eine bestimmte Richtung gegeben und wenn die Potentialdifferenz genügend gross ist, folgt weitere Dissoziation des Elektrolyten. Die Anionen bewegen sich mit ihren negativen Elektrons

gegen die Anode, und die Kationen mit ihren positiven Ladungen gegen die Kathode. Da nun die Bewegung von Ionen in Lösungen eine verhältnismässig langsame ist, so kann man annehmen, dass im Gebiet der Anode ein geringer Überschuss an positiven Ionen vorhanden ist, der von der raschen Neutralisation der negativen Ionen durch die positiv geladene Elektrode herrührt. In ähnlicher Weise sendet die Kathode die positiven Ionen in ihre unmittelbare Nachbarschaft und ist demzufolge von einem geringen Überschuss von negativen Ionen umgeben. Je langsamer die Ionen durch den Elektrolyten wandern, um so ausgesprochener wird der Unterschied in den Verhältnissen um die beiden Elektroden sein. Aus obigen Versuchen geht klar hervor, dass das Pflanzenprotoplasma durch die um die Anode herrschenden Verhältnisse paralysiert und rasch getötet wird, während es innerhalb ziemlich weiter Grenzen durch die Verhältnisse um die Kathode angereizt wird. Zudem muss die Dissoziation der Atome und die elektrische Trennung der Ionen leichte Unterschiede rein chemischer Natur im Gebiet der beiden Elektroden erzeugen. Doch können diese rein chemischen Unterschiede selbst in der Nähe der Elektroden kaum für die Wirkung auf die Pflanzen in Betracht kommen, und gewiss nicht für gewisse Wirkungen bei Punkten halbwegs zwischen beiden Elektroden. Zudem, wenn man Samen in Lösungen verschiedener Säuren, Basen oder Salze bringt, deren Konzentration weit unter der des „tötenden Punktes" ist, so werden dieselben ebenso wie in gewöhnlichem destilliertem Wasser fortkeimen. Schickt man nun hier einen die Ionen antreibenden Strom hindurch, so wird der Teil um die Anode ein Zerstörer des Pflanzenlebens. Anscheinend sind es eher die elektrischen Ladungen der Ionen denn eine blosse chemische Wirksamkeit der Atome, welche diese Wirkungen erzeugen.

Diese Folgerung scheint sich durch folgende Thatsachen zu rechtfertigen:

1. Wird ein Blumentopf, der Lupinuskeime enthält, die seit 4 Wochen wachsen, auf ein verhältnismässig hohes Potential geladen (500 Volts), so hören die Pflanzen auf, zu wachsen, verlieren allmählich ihre Schwellkraft und sterben schliesslich ab. Andererseits, ist die Ladung eine negative, so werden diese Wirkungen nicht hervorgerufen, sondern die Pflanzen angereizt. Es ist klar, dass im ersten Falle die negativen Ionen im Boden nach der positiven Elektrode gezogen werden, während die positiven Ionen nach der Pflanze getrieben werden, aber im zweiten Falle positive Ionen nach der negativen Elektrode und negative zur Pflanze wandern.

2. Wachsen Setzlinge in einem wässerigen Nährboden, durch den ein schwacher Strom geschickt wird, so wenden sich die Wurzelenden gegen die Anode. Ein Versuch wurde gemacht, um die Analogie zwischen dieser Bewegung und einer ähnlichen Drehung der Wurzelenden „stromaufwärts" gegen einen Wasserstrom zu zeigen. Diese Analogie ist jedoch von geringem Werte, da in einem Elektrolyte ein Ionenstrom in beiden Richtungen vorhanden ist. Daher handelt es sich nicht so sehr um die Richtung des Stromes, als um die Verschiedenheit in der Wirkung der beiden Ionenströme.

Prüfen wir die Bedingungen, unter denen Wurzeln in einem derartigen Elektrolyten wachsen, so finden wir, dass die der Anode zugewandte Seite der Wurzel von einem Strome positiver Ionen getroffen wird, die zur negativen Elektrode wandern, während die der Kathode zugewandte Seite den negativen, auf dem Weg zur Anode befindlichen Ionen ausgesetzt ist. Demzufolge wird die der Kathode zugewandte Seite der Wurzel in ihrem Wachstum gefördert, die der Anode zugewandte aufgehalten, und notwendigerweise wenden sich so die Wurzelenden gegen die Anode. In gewöhnlichem Boden gewachsene Setzlinge zeigen diese Einbiegung sogar noch deutlicher. Die Hauptachse der Pflanze ist häufig fast um 90^0 gerade unterhalb des Niveaus des Bodens gebogen. Die Biegung ist immer der Anode zu- und der Kathode abgewandt, gleichviel ob die Elektroden im Schliessungskreis oder isoliert sind.

Im allgemeinen ist die Pflanze dem Boden gegenüber, in welchem sie wächst, elektropositiv. Die Spannungsdifferenz scheint eine Funktion der physiologischen Aktivität der Pflanze zu sein. Die positive Ladung der Pflanze zieht die negativen Ionen des Bodens nach den Wurzeln. Es scheint so, dass der Boden fortwährend negative Elektronen an die Pflanze abgiebt, als natürliche Bedingung für deren Lebensthätigkeit. Wir sollten daher erwarten können, dass irgend ein Umstand, der diesen elektrischen Austausch erleichtert, der Pflanze wohlthätig ist, während ihr ein gegenteiliger Umstand schädlich sein wird. Kurz, die erhaltenen Resultate scheinen sehr deutlich darauf hinzuweisen, dass negative Ladungen das embryonale Protoplasma von Lupinus albus-Setzlingen anreizen und positive Ladungen es paralysieren.

Harvard-Universität, Oktober 1902.

(Aus dem Engl. übersetzt von S. Guggenheimer, München.)

(Eingegangen 2. November 1902.)

Untersuchung über das Selbsterregen der dynamo-elektrischen Maschinen.

(I. Teil.)

Von Leo Finzi.

Im folgenden werden einige der Versuche mitgeteilt, die ich auf die Anregung des Herrn Prof. Dr. Grotrian anstellte, um den Vorgang der Selbsterregung der dynamo-elektrischen Maschine, d. h. die Abhängigkeit des Kraftlinienflusses von der Zeit in der Periode des „Angehens“ zu verfolgen.

Über diesen Gegenstand liegen meines Wissens nur die Arbeiten von Herwig, Stern und Frölich vor.

Herwig[1]) untersuchte die anfängliche Strombildung an einer kleinen Maschine mit direkter Wickelung nach der ballistischen Methode. Der Stromkreis wurde während bestimmter kurzer Zeiträume t in wachsender Reihenfolge geschlossen, und die jedesmal durchfliessende Elektrizitätsmenge $\int_o^t i\,dt$ bestimmt. Sind t_1 und t_2 zwei von o an gerechnete aufeinanderfolgende Schliessungszeiten, R der Gesamtwiderstand des Stromkreises, i und e die Momentanwerte der Stromstärke und der elektromotorischen Kraft, so ergiebt der Ausdruck

$$R\,\frac{\int_o^{t_2} i\,dt - \int_o^{t_1} i\,dt}{t_2 - t_1}$$

die mittlere elektromotorische Kraft, die während des Zeitraumes $t_2 - t_1$ geherrscht hat.

In Figur 1 sind die in Herwigs Abhandlung in Tabellen gegebenen Werte

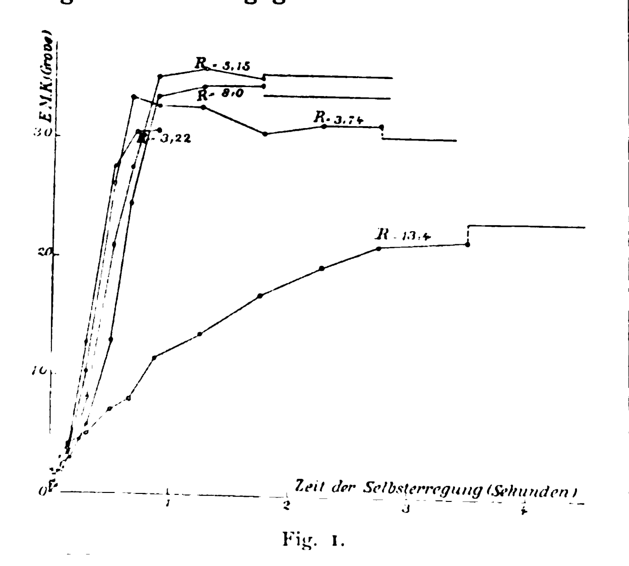


Fig. 1.

$$\frac{R\left(\int_o^{t_2} i\,dt - \int_o^{t_1} i\,dt\right)}{t_2 - t_1}$$

zur besseren Übersicht als Funktion der Zeit graphisch aufgetragen. Da aber die Schliessungszeiten nicht um gleiche Intervalle vergrössert wurden, d. h. die Differenzen $t_2 - t_1$ verschieden sind, so giebt die Aufeinanderfolge obiger Werte nur angenähert den Verlauf der Kurve der elektromotorischen Kraft.

Ferner wurde bei der Berechnung der Elektrizitätsmengen die Schliessungszeiten gegen die Schwingungsdauer der Galvanometernadel vernachlässigt, weil nur dann die Elektrizitätsmengen bei verschiedener Dauer des Stromschlusses proportional dem Sinus des halben Ausschlagswinkels hätten gesetzt werden dürfen. Dies ist aber bei den vorkommenden Schliessungszeiten von 4 Sek. nicht mehr zulässig.

Ausserdem war die Grösse des remanenten Magnetismus nicht genau dieselbe für alle Versuche, was die Resultate wesentlich beeinflusst. Die bei jeder Kurve beigefügte Zahl giebt den Widerstand des Stromkreises, in Siemensschen Einheiten ausgedrückt, an.

Stern[1]) wiederholte in umfassenderer Weise die Versuche von Herwig, indem er die zeitliche Ausbildung des Stromes nicht nur bei verschiedenen äusseren Widerständen, sondern auch bei verschiedenen Geschwindigkeiten untersuchte, ebenfalls unter Benutzung der ballistischen Methode. Stern verbesserte aber die Versuchsanordnung dadurch, dass er den Strom während einer bestimmbaren variabeln Zeit t geschlossen hielt, und erst nach Verlauf dieser Zeit das Galvanometer für eine bestimmte konstante Zeit T einschaltete. Die Zeiten t und T wurden aus der Schwingungsdauer zweier Pendel, die zur Schliessung des Stromkreises und Einschaltung des Galvanometers dienten, und aus den Winkeln der grössten Amplituden berechnet, allerdings nach einer Formel, die nur für unendlich kleine Schwingungen gilt und den Einfluss der Dämpfung nicht berücksichtigt. Ich gebe in der Figur 2 die Ergebnisse der Sternschen Untersuchung wieder; die Abscissen sind hierbei die Zeiten $t + \frac{T}{2}$, die Ordinaten sind die mittleren Stromstärken

$$\frac{\int_t^{t+T} i\,dt}{T}.$$

Die den Kurven beigegebenen Zahlen bedeuten in der Figur 2a. die Touren pro Minute, die für jede Versuchsreihe möglichst konstant

1) Hermann Herwig, Über die zeitliche Ausbildung der Ströme einer Grammeschen dynamo-elektrischen Maschine. Wied. Ann. 7, 193, 1879.

1) Gotthold Stern, Untersuchungen an einer elektrodynamischen Maschine. Hildesheim 1885. August Lax.

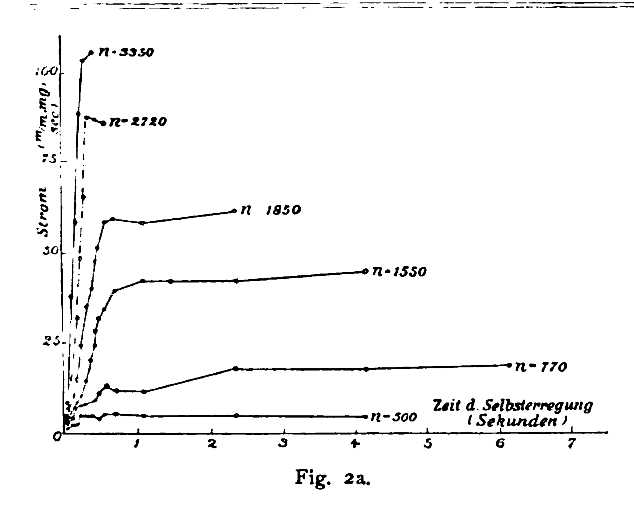


Fig. 2a.

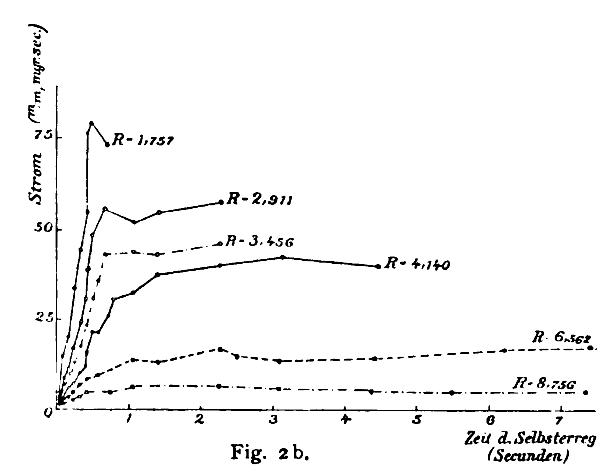
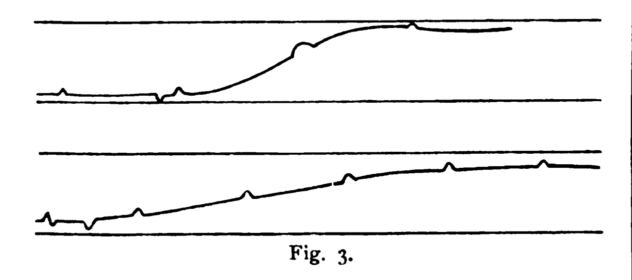


Fig. 2b.

gehalten wurden, während der Widerstand für alle Kurven konstant blieb, und in der Figur 2b. die für jede Versuchsreihe konstant gehaltenen Widerstände des Stromkreises, die sich von Kurve zu Kurve änderten, während dieselbe Tourenzahl beibehalten wurde.

Frölich[1]) untersuchte in derselben Hinsicht eine kleine Hauptstrommaschine von Siemens & Halske nach einem Verfahren, welches hauptsächlich wegen der grossen Trägheit und Unempfindlichkeit des verwendeten selbstregistrierenden Instrumentes keinen Anspruch auf Genauigkeit haben kann, und nur ein ungefähres Bild des Vorganges zu geben vermag.


Fig. 3.

Die beiden Kurven der Figur 3 sind dem Frölichschen Buche entnommen; sie stellen das Ansteigen des Stromes bei derselben Umdrehungsgeschwindigkeit und zwei verschiedenen äusseren Widerständen dar. Die nach oben gerichteten Häkchen sind Sekundenmarken und das nach unten gerichtete Häkchen giebt den Augenblick des Stromschlusses an. Die obere Kurve entspricht dem kleineren Widerstand, und dabei dauert das Ansteigen etwa 1,5 Sekunden; bei der unteren, dem grösseren Widerstand entsprechenden Kurve dauert das Ansteigen etwa 5 Sekunden.

Ausser durch die oben genannten Fehlerquellen, die Folge der Versuchsanordnung sind, mussten die Beobachtungsergebnisse ungünstig durch den Umstand beeinflusst werden, dass die drei genannten Herren mit Hauptstrommaschinen experimentierten. Bei diesen geht bekanntlich die Entwickelung des Magnetismus Hand in Hand mit der Belastung der Dynamomaschine selbst, sodass das damit verbundene Nachlassen der Umlaufszahl des Antriebsmotors und das Gleiten des Riemens die nötige Konstanthaltung der Tourenzahl der Dynamomaschine unmöglich machten, und die verhältnismässig grossen Strommengen es erschwerten, eine Veränderung des Widerstandes durch die Stromwärme zu verhindern.

Obwohl die bei den erwähnten Versuchen benutzten Apparate recht sinnreich sind, so sind jedoch die dabei erzielten Resultate kaum geeignet, die Erscheinung genau quantitativ darzustellen; es ergiebt sich aus denselben nur, dass die zur Erreichung des Beharrungszustandes nötige Zeit bei einer grösseren Tourenzahl der Dynamo kürzer und bei einem grösseren Widerstande des Stromkreises länger wird.

Um die experimentelle Untersuchung zu erleichtern und die komplizierten Apparate entbehrlich zu machen, war es mir darum zu thun, die Zeit, in welcher sich der Vorgang abspielt, nach Möglichkeit zu verlängern, und dies erreichte ich durch die Wahl von Stahlmaschinen mit Nebenschlusswickelung als Versuchsobjekt. Der Stahl besitzt bekanntlich eine grössere Koerzitivkraft, aber eine kleinere Remanenz als das Gusseisen, und da die Zeit der Selbsterregung bei kleinerer Remanenz grösser ist (ich werde später darauf zurückkommen), so war es zu erwarten, dass diese Zeit unter sonst gleichen Umständen bei einer Stahlmaschine grösser sein würde als bei einer Gusseisenmaschine.

Die Nebenschluss-Dynamos sind bei dem heutigen Stande der Technik die weitaus verbreitetsten unter den Gleichstrommaschinen; bei denselben kann die Selbsterregung stattfinden, ohne dass die Maschine zur gleichen Zeit be-

1) Frölich, Die dynamo-elektrische Maschine. Berlin 1886. Julius Springer.

lastet werde, sodass die Tourenzahl viel leichter konstant gehalten werden kann, und da nicht der ganze Strom, sondern nur ein kleiner Bruchteil desselben zur Erzeugung des magnetischen Feldes verwendet wird, so ist der Widerstand des Erregerkreises unverhältnismässig grösser als derjenige einer Maschine mit direkter Wickelung. Eine Nebenschlussmaschine, die, wie üblich, mit offenem äusseren Stromkreis angeht, gleicht in ihrer Wirkungsweise einer Hauptstrommaschine, welche trotz dem sehr grossen Widerstande des Stromkreises ihren vollen Magnetismus entwickeln kann, und gewährt ausserdem bei der vorliegenden Untersuchung für die theoretischen Betrachtungen den Vorteil, dass die Armaturreaktion vernachlässigt werden kann, und dass man nur das von den Elektromagneten erzeugte Feld in Betracht zu ziehen hat.

Die Versuchsanordnung war eine äusserst einfache. Die Dynamo wurde mittels Riemen von einer Dampfmaschine angetrieben, bei offenem äusseren Stromkreise und unterbrochenem Erregerkreise. Zur Zeit Null wurde der Erregerkreis geschlossen, und von da an wurden die Ablesungen der Instrumente von fünf zu fünf Sekunden nach dem Schlagen einer gewöhnlichen Sekundenuhr auf Kommando gleichzeitig vorgenommen. Abgelesen wurde die von dem Moment des Schlusses des Erregerkreises verstrichene Zeit t, die Tourenzahl der Dynamo n und die Klemmenspannung v, welche praktisch mit der elektromotorischen Kraft des Ankers zusammenfällt, da der von dem kleinen Erregerstrome hervorgebrachte Spannungsverlust im Anker vernachlässigt werden kann.

Zur Messung der Spannung wurde ein an die Klemmen der Maschine angeschlossenes Präzisions-Weston-Voltmeter verwendet. Um sich darüber Gewissheit zu verschaffen, dass die Angaben des Instrumentes den Änderungen der Spannung nicht träge folgten, wurden einige Beobachtungsreihen unter sonst gleichen Verhältnissen wiederholt, indem man das Instrument, statt dasselbe fortwährend unter Spannung zu lassen, unmittelbar nach jeder Ablesung abschaltete und erst eine Sekunde vor der folgenden Ablesungszeit wieder einschaltete. Es ergaben sich dieselben Werte und damit die Sicherheit, dass die Reibung keinen merklichen Fehler hervorbringen konnte. Auch wurde das Instrument derart gestellt, dass die Einwirkung des erdmagnetischen Feldes nicht zur Geltung kommen konnte, ausserdem weit entfernt von der Dynamomaschine. Zur Kontrolle dafür, dass die Streuung derselben die Angaben des Voltmeters nicht beeinträchtigte, wurde dieses zuerst an die Klemmen einer Akkumulatorenbatterie, deren Spannung als völlig konstant angesehen werden kann, angeschlossen, und die Maschine wiederholt erregt und stillgesetzt: der Ausschlag des Voltmeters blieb dabei unverändert. Eine andere mögliche, zu vermeidende Fehlerquelle war, da es sich um veränderliche Ströme handelte, die Selbstinduktion des Instrumentes. Zu diesem Zwecke wurden die im Instrument selbst behufs Erweiterung des Messbereiches von 3 auf 150 und 600 Volt sich befindenden Vorschaltwiderstände durch andere, gleichgrosse, aber bifilar gewickelte, ausserhalb des Instrumentes befindliche Widerstände ersetzt. Um grössere Genauigkeit zu erreichen, wurden die Spannungen bis zu 3 Volt direkt durch das Voltmeter gemessen und die Vorschaltwiderstände durch einen gewöhnlichen Umschalter erst dann in den Voltmeterkreis eingeschaltet, wenn die Grösse der zu messenden Spannung es erforderte.

Zur Messung der Tourenzahl diente ein Handtachometer von Dr. Horn, welches bei jeder Beobachtungsreihe durch einen Tourenzähler geeicht wurde.

Um den Widerstand des Erregerkreises variieren zu können, wurde vor die Nebenschlussspulen ein Rheostat aus Kruppindraht geschaltet. Der Temperaturkoeffizient dieses Metalles ist ein sehr niederer; die Drahtstärke wurde reichlich gewählt, sodass eine Änderung des Widerstandes in der kurzen Zeit des Angehens fest ausgeschlossen war. Es wurde jedoch der Widerstand des Erregerkreises vor und nach jedem Versuche durch eine Wheatstonesche Brücke gemessen, und wenn die beiden Werte etwas voneinander abwichen, das Mittel aus denselben genommen.

Als Mass für die Grösse des remanenten Magnetismus dient das Verhältnis zwischen der Spannung bei offenem Erregerkreise und der zugehörigen Tourenzahl der Maschine. Die Remanenz wurde auf die gewünschte Grösse dadurch gebracht, dass man aus einer fremden Stromquelle zuerst einen ziemlich starken Strom und dann passende kleine Stromstösse in der entgegengesetzten Richtung in die Magnetspulen schickte.

Die Änderung der Tourenzahl wurde durch Auswechslung der Riemenscheibe bewirkt.

Die Maschinen waren mit Kohlenbürsten versehen. Die Kohlen waren gut eingelaufen und ein sicherer Kontakt zwischen Kollektor und Bürsten war durch mehrstündigen Lauf gewährleistet. Während des Versuches wurden die Bürsten nicht berührt, sodass ein störender Einfluss der Veränderlichkeit des Übergangswiderstandes nicht zu befürchten war.

Durch die ganze Versuchsanordnung war mir die Möglichkeit geboten, die Tourenzahl, die Remanenz und den Widerstand des Erregerkreises zu verändern. Es ist klar, dass, bei der Untersuchung der Abhängigkeit der Selbst-

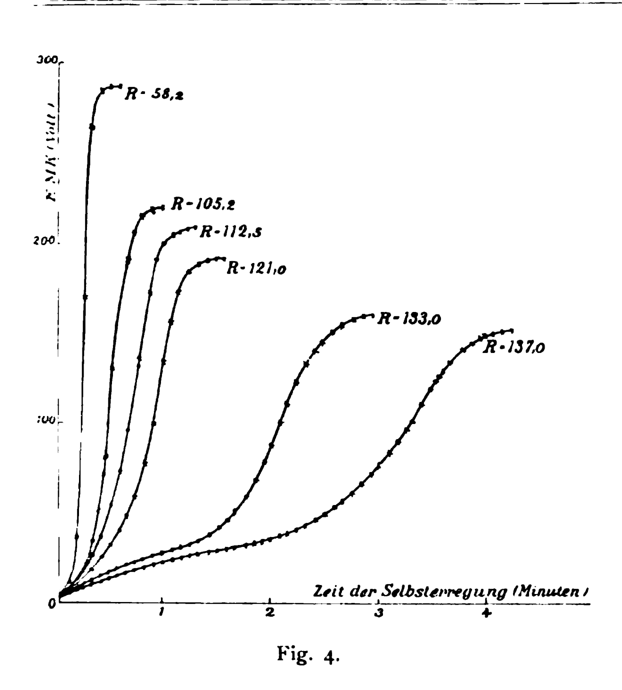


Fig. 4.

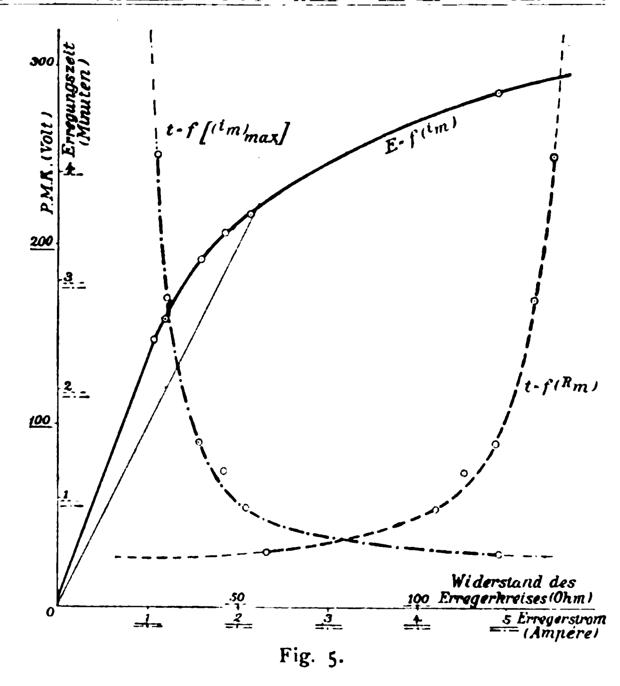


Fig. 5.

erregung von einer dieser drei Variabeln, die beiden anderen konstant gehalten werden müssen.

In der beschriebenen Weise untersuchte ich zuerst die Abhängigkeit der Selbsterregung von dem Widerstande des Erregerkreises. Als Versuchsobjekt diente eine vierpolige Maschine, welche bei 660 Touren pro Minute 220 Volt und 375 Ampère leistet. Der Trommelanker dieser Maschine besitzt 144 Nuten, in welchen 288 in Serie geschaltete Stäbe liegen und hat einen äusseren Durchmesser von 520 mm. Die Magnetbohrung beträgt 528 mm und die Windungszahl jeder Magnetspule ist 2100.

In der Tabelle 1 sind die Werte der Spannung und der Zeit bei einem Widerstande von 137 Ohm und 660 Touren angegeben; die Remanenzspannung war 3,2 Volt und die Touren blieben dabei vollständig konstant. (Die kleinen Abweichungen bis zu drei Touren lassen sich auf Ablesefehler zurückführen, die beim Gebrauch eines Tachometers nicht ganz zu vermeiden sind.) Die Maschine benötigte 4 Minuten und 15 Sekunden, bis die Spannung auf ihren Beharrungszustand von 148 Volt kam. Bei dem zweiten Versuch (Tabelle 2) beträgt der Widerstand 133 Ohm, die Remanenzspannung wieder 3,2 Volt und die Tourenzahl ist ebenfalls konstant: 660. Hier dauert das Ansteigen der Spannung 2′50″, nach welchen die Spannung den Wert 159,6 behält. Bei kleineren Widerständen spielt sich der Vorgang immer schneller ab. Bei einem Widerstande von 121 Ohm dauert das Wachsen der Spannung 1′30″ und der Maximalwert derselben ist 191,2 Volt. Bei 112,5 Ohm Widerstand erreicht die Spannung in 1′15″ ihren höchsten Wert von 207,2 Volt; bei 105,2 Ohm wird der Beharrungszustand (218,8) schon in 55 Sekunden und bei 58,2 Ohm wird endlich der Beharrungszustand in 30″ erreicht. In Figur 4 sind die Versuchsresultate graphisch aufgetragen. Hierbei sind die Abscissen die Zeiten der Selbsterregung, in Minuten ausgedrückt, die Ordinaten die entsprechenden Spannungen der Maschine in Volt. Die Selbsterregungskurven besitzen eine Form, die derjenigen der Magnetisierungskurven des Eisens ähnelt. Die Spannung steigt zuerst langsam und fast proportional der Zeit bis zu einem Punkte mit der grössten Krümmung, von welchem an die Spannung rapider steigt. Weiter besitzt sie nach einem Wendepunkte wieder ein Knie und nähert sich langsamer ihrem höchsten Werte. Bei grösserem Widerstand sind die beiden Kniee weniger scharf und aneinander näher.

Zur weiteren Verdeutlichung der Versuchsergebnisse dienen die Kurven der Figur 5. Die Kurve $E = f(i_m)$ ist die statische Charakteristik der Maschine, wobei die E.M.K.K. in Volt als Funktion der Erregerstromstärken in Ampère aufgetragen sind. Dieselbe Kurve stellt, abgesehen vom Massstabe, die Magnetisierungskurve der Maschine, d. h. die Abhängigkeit des Kraftlinienflusses von der magnetisierenden Kraft, dar. Die Maximalwerte der Kurven der Figur 4 müssen naturgemäss auf der Kurve $E = f(i_m)$ liegen, und können auf derselben ermittelt werden, indem man von o aus Gerade zieht mit Winkeln, deren Tangenten gleich den entsprechenden Widerständen des Erregerkreises sind. Es leuchtet ein, dass im Beharrungszustande gilt

$$\frac{\text{Spannung}}{\text{Erregerstrom}} = \text{Widerstand des Erregerkreises},$$

und dass die Spannung so lange anwachsen

wird, als sie einen Erregerstrom erzeugen kann, der stärker ist als derjenige Strom, welcher zur Aufrechterhaltung ihres magnetischen Feldes erforderlich ist.

Die Kurve $t = f(R_m)$ giebt die Abhängigkeit der Zeitdauer des Selbsterregens von dem Widerstande des Erregerkreises an. Der Verlauf dieser Kurve ist ganz charakteristisch, und ähnlich demjenigen einer Hyperbel. Zwischen 70 und 135 Ohm besitzt die Kurve ein schwach gekrümmtes Knie; vor und nach diesen Werten verläuft sie fast geradlinig. Wenn wir den Wert des Widerstandes noch unter denjenigen der Erregerspulen selbst bringen könnten, so würde die Zeit des Selbsterregens nicht viel kleiner werden; sie steigt dagegen sehr rapid, wenn wir den Widerstand auch nur wenig über die 135 Volt vergrössern.

Die Kurve $t = f([i_m]_{max})$, die einen dem vorigen ähnlichen Verlauf besitzt, giebt die Abhängigkeit der Zeit des Selbsterregens von dem im Beharrungszustande erzeugten Erregerstrome.

Tabelle 1—6 (Figur 4):

Tourenzahl und Remanenz konstant, Widerstand variabel.

Tabelle 1.

Widerstand $R = 137\ \Omega$.

N_0	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0″	3.2	660
2	5″	6.5	660
3	10″	9.0	660
4	15″	11.0	661
5	20″	12.7	662
6	25″	14.3	662
7	30″	16.0	662
8	35″	17.1	662
9	40″	18.5	661
10	45″	19.9	661
11	50″	20.8	661
12	55″	21.9	661
13	1′	23.0	661
14	1′ 5″	24.0	660
15	1′ 10″	25.0	660
16	1′ 15″	26.0	660
17	1′ 20″	26.9	660
18	1′ 25″	27.9	660
19	1′ 30″	28.9	660
20	1′ 35″	30.0	662
21	1′ 40″	31.2	661
22	1′ 45″	32.5	660
23	1′ 50″	33.8	660
24	1′ 55″	35.3	660
25	2′ 5″	37.3	663
26	2′ 10″	39.0	660
27	2′ 15″	40.0	660
28	2′ 20″	44.0	660
29	2′ 25″	46.5	660
30	2′ 30″	52.5	660
31	2′ 35″	49.5	661
32	2′ 40″	52.5	661
33	2′ 45″	56.0	662
34	2′ 50″	60.0	662
35	2′ 55″	64.5	660
36	3′	70.2	659
37	3′ 5″	76.5	659
38	3′ 10″	83.0	659
39	3′ 15″	91.0	659
40	3′ 20″	100.0	659
41	3′ 25″	108.0	662
42	3′ 30″	116.0	662
43	3′ 35″	125.0	660
44	3′ 40″	130.5	660
45	3′ 45″	137.0	660
46	3′ 50″	140.2	660
47	3′ 55″	143.6	660
48	4′	144.8	660
49	4′ 5″	146.4	660
50	4′ 10″	146.6	660
51	4′ 15″	148.0	660
52	4′ 20″	148.0	660

Tabelle 2.

Widerstand $R = 133\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0″	3.2	662
2	5″	7.0	662
3	10″	8.8	662
4	15″	10.3	661
5	20″	12.5	661
6	25″	14.5	661
7	30″	16.2	661
8	35″	18.0	661
9	40″	19.5	660
10	45″	21.0	660
11	50″	23.0	660
12	55″	24.4	660
13	1′	26.3	660
14	1′ 5″	28.0	660
15	1′ 10″	30.1	660
16	1′ 15″	32.5	659
17	1′ 20″	35.8	658
18	1′ 25″	38.5	659
19	1′ 30″	42.1	659
20	1′ 35″	47.0	659
21	1′ 40″	52.5	659
22	1′ 45″	59.0	659
23	1′ 50″	66.0	662
24	1′ 55″	75.0	660
25	2′	84.5	660
26	2′ 5″	96.0	660
27	2′ 10″	108.0	660
28	2′ 15″	122.0	660
29	2′ 20″	134.0	657
30	2′ 25″	144.0	662
31	2′ 30″	150.0	660

N	Zeit	E.M.K.	Touren
32	2′ 35″	155.2	660
33	2′ 40″	157.6	660
34	2′ 45″	158.8	660
35	2′ 50″	159.6	660
36	2′ 55″	159.6	660

Tabelle 3.

Widerstand $R = 121\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	661
2	5″	6.5	658
3	10″	10.0	660
4	15″	13.5	660
5	20″	17.5	660
6	25″	21.7	660
7	30″	27.3	662
8	35″	34.0	660
9	40″	44.0	660
10	45″	57.5	660
11	50″	75.0	660
12	55″	100.0	659
13	1′	130.0	659
14	1′ 5″	156.0	659
15	1′ 10″	172.0	659
16	1′ 15″	182.0	659
17	1′ 20″	187.6	659
18	1′ 25″	189.2	659
19	1′ 30″	191.2	659
20	1′ 35″	191.2	659

Tabelle 4.

Widerstand $R = 112.5\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	660
2	5″	7.0	660
3	10″	11.0	660
4	15″	17.0	660
5	20″	24.0	660
6	25″	33.0	660
7	30″	47.0	660
8	35″	67.0	659
9	40″	98.0	659
10	45″	136.0	603
11	50″	172.0	659
12	55″	192.6	659
13	1′	201.2	659
14	1′ 5″	204.8	659
15	1′ 10″	206.4	659
16	1′ 15″	207.2	659
17	1′ 20″	207.2	659

Tabelle 5.

Widerstand $R = 105.2\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	661
2	5″	8.0	660
3	10″	13.0	660
4	15″	21.0	661
5	20″	31.0	661
6	25″	50.0	661
7	30″	81.0	661
8	35″	131.0	660
9	40″	184.0	660
10	45″	210.0	660
11	50″	216.8	660
12	55″	218.8	660
13	1′	218.8	659

Tabelle 6.

Widerstand $R = 58.2\ \Omega$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.2	660
2	5″	10.0	660
3	10″	34.0	660
4	15″	120.0	660
5	20″	264.0	658
6	25″	284.8	660
7	30″	285.2	658
8	35″	285.2	660

(II. Teil folgt.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Pupins Untersuchungen über die telephonische Übertragung.

Von L. Rellstab.

Eines der fundamentalsten Probleme der Telephonie ist die Frage, auf welche Entfernungen und mit welchem Wirkungsgrade die Energie der Sprechströme in natürlichen Leitungen mit Widerstand, Ableitung und Kapazität übertragen werden kann.

Der Wirkungsgrad wird im allgemeinen von der Frequenz des Wechselstromes abhängen, dergestalt, dass die unvermeidliche Kapazität der Leitungen einen um so schädlicheren Nebenschluss darstellt, je höher die Frequenz ist. Der Strom höherer Frequenz wird daher in der Leitung relativ mehr geschwächt als der niedrigerer Periodenzahl.

Andererseits erfordert aber eine deutliche Sprachübertragung, dass die einzelnen harmonischen Komponenten der Sprachlaute in ihrem Intensitätsverhältnis zu einander unverändert bleiben, da eben durch dieses allein die charakteristische Klangfarbe der Vokale und Konso-

nanten bestimmt ist. Folglich durfte die Kapazität der Telephonleitungen bisher ein gewisses Mass nicht überschreiten; als eine praktisch erprobte Regel, wie hoch Leitungswiderstand und Kapazität gesteigert werden dürfen, galt die Feststellung von Precce, dass das Produkt aus Widerstand und Kapazität den Wert von etwa 15000 Ohm-Mikrofarad nicht übersteigen darf, ohne dass die Verständigung wesentlich beeinträchtigt wird.

Nun war es schon längst bekannt, dass die Steigerung der an und für sich geringen Selbstinduktion der Leitungen einen günstigen Einfluss auf die Übertragung ausüben muss. So giebt u. a. Wietlisbach in seinem Handbuch der Telephonie 1899 eine ausführliche Theorie der telephonischen Übertragung und erörtert auch an rechnerischen Beispielen den Nutzen einer Vermehrung der Selbstinduktion, welche er durch Anwendung von Eisen- oder Compounddrähten bewirken will. Merkwürdigerweise verwirft Wietlisbach aber ausdrücklich gerade das Mittel, durch welches bald der amerikanische Gelehrte Prof. Pupin von der Columbia-Universität einen glänzenden Erfolg erzielte, nämlich die Verteilung einer grossen Zahl von geeigneten Drahtspulen über die Leitung hin.

Pupin gebührt also das Verdienst, ein von der Theorie längst erkanntes Prinzip durch die richtige Wahl der Hilfsmittel für grosse technische Ziele dienstbar gemacht zu haben. Er hat hierbei die Theorie in vielen Punkten weiter ausgebildet und namentlich eine Regel, nach welcher das Mass der Übereinstimmung zwischen Leitungen mit stetiger und unstetiger Verteilung der elektrischen Eigenschaften bestimmt werden kann, angegeben. Über den speziellen technischen Zweck seiner Arbeit hinausgehend hat er aber auch das allgemeine physikalische Problem der Wechselstrom-Fernleitung nach allen Seiten hin beleuchtet, neue mechanische Analogien herangezogen und seine Vorstellungen in einer überaus klaren und anschaulichen Form zum Ausdruck gebracht.

In seinen in den Transactions of the American Institute of Electrical Engineers 1899 und 1900 erschienenen Arbeiten knüpft Pupin unmittelbar an die ersten Hertzschen Wellenlängenmessungen, die das Mittel zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit boten, an. Er zeigt, wie die letztere im wesentlichen von der Fähigkeit des Leiters, Energie aufzuspeichern, abhängig ist; gäbe es ein Medium von millionenmal grösserer Dielektrizitäts- und Magnetisierungskonstante, so würde die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in dem Masse abnehmen, dass auch bei den sehr niedrigen Schwingungszahlen der Telephonströme die Wellenlänge kurz genug wird, um innerhalb des Laboratoriums beobachtet zu werden.

Pupin entwickelt nun die bekannte Theorie der Elektrizitätsbewegung in einer Doppelleitung, an deren Anfang der Geber eine ungedämpfte harmonische Wechselspannung $E \cdot \sin pt$ erzeugt. Die Leitung habe pro Längeneinheit den Widerstand R, die Selbstinduktion L, die Kapazität C. Es findet dann eine Dämpfung längs der Leitung statt, sodass in einer Entfernung x vom Empfänger Strom und Spannung die Form

$A_1 \sin(ax + \Theta_1)\, e^{+\beta x} + A_2 \sin(ax + \Theta_2)\, e^{-\beta x}$

haben.

Hierin ist die Dämpfungskonstante

$$\beta = \sqrt{\frac{Cp}{2}\left\{\sqrt{p^2L^2 + R^2} - pL\right\}}$$

und die Wellenlängen-Konstante α, welche mit der Wellenlänge λ durch die Relation $\lambda = \frac{2\pi}{\alpha}$ zusammenhängt:

$$\alpha = \sqrt{\frac{Cp}{2}\left\{\sqrt{p^2L^2 + R^2} + pL\right\}}.$$

Man erkennt leicht, dass mit wachsender Selbstinduktion die Dämpfung abnimmt; sobald $\frac{pL}{R}$ gross gegen 1 ist, wird $\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}$, d. h. unabhängig von der Frequenz p. Das ist der für die Telephonie so wichtige Fall, in welchem die Obertöne in richtigem Verhältnis zu den Grundtönen übertragen werden, sodass die Leitung, nach einem Ausdruck von O. Heaviside, frei von „Distortion" wird. Nach bekannten Methoden stellt Pupin dann die Ausdrücke für den Mittelwert des Strom- und Spannungsquadrates $M(\eta^2)$ und $M(V^2)$ längs der Linie her. Dieselben sind in sehr einfacher Weise anschaulich darstellbar. In Fig. 1 ist die Grösse $M(\eta^2)$ in ihrem Verlaufe längs einer Doppelleitung mit C, R, L ohne Empfänger (stark ausgezogen) dargestellt. Man erhält sie aus einer Kettenlinie x, y, z, y, x, der eine Sinuslinie x, u, z, w übergelagert ist.

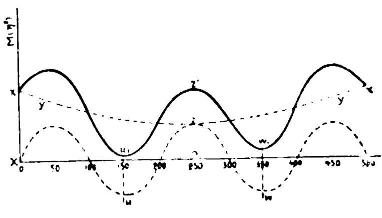


Fig. 1.

Wir erhalten also zwar nicht in aller Strenge, aber näherungsweise stehende Wellen, und können durch Ermittelung von $M(\eta^2)$ längs der Leitung die Wellenlänge feststellen.

Interessant ist nun, nach welchen Gesetzen sich diese Kurve ändert, wenn an das Ende

der Doppelleitung (Mitte der Figur) ein Empfangsapparat mit hoher Selbstinduktion (z. B. 1 Henry) angeschlossen wird. Die jetzt erhaltene Kurve zeigt Fig. 2. Sie geht hervor aus zwei Kettenlinien und zwei verschiedenen Sinuswellen und die Resultierende zeigt gegen das Ende der Leitung hin eine tiefe Depression, es kommt jetzt vergleichsweise sehr viel weniger Strom an der Empfangsstelle an. Die hier eingeschaltete Selbstinduktion wirkt gewissermassen reflektierend und der Wirkungsgrad der Übertragung ist gering.

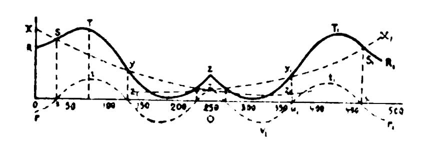


Fig. 2.

Während also die absolut gleichförmig verteilte Selbstinduktion der Leitung die Grösse des ankommenden Stromes erhöht, wirkt die Selbstinduktion am Ende höchst ungünstig. Wie gestaltet sich nun der Übergang zwischen diesen Extremen? Wie wird die Sache, wenn wir, statt eines Henry am Ende, 2mal 0,5 Henry oder 4mal 0,25 Henry über die Leitung verteilen, und so fort? Bei welchen Abständen der einzelnen Selbstinduktionsspulen voneinander beginnt die Unterteilung der Selbstinduktion günstig zu wirken?

Diese Fragen hat Pupin umfassend beantwortet. Er vergleicht eine netzförmige Leitung mit Induktionsspulen *a*, *b*, *c*, nach Schema Fig. 3,

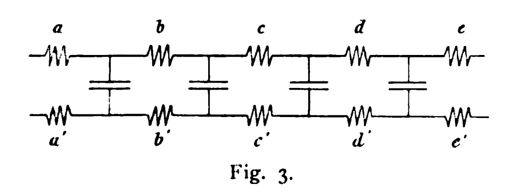


Fig. 3.

welche also Kapazität, Widerstand und Selbstinduktion ungleichförmig verteilt enthält, mit einer gleichförmigen Leitung, die dieselben Werte pro Längeneinheit aufweist. Es zeigt sich, dass das Verhältnis der Spulenabstände zur Wellenlänge massgebend ist für die Ähnlichkeit zwischen der gleichförmigen und ungleichförmigen Linie.

Wird die Selbstinduktion so verteilt, dass auf jede halbe Wellenlänge mehr als eine Spule entfällt, so beginnt die Ähnlichkeit zwischen beiden Leitungsformen, und sie wächst sehr schnell, sobald eine grössere Zahl von Spulen auf eine halbe Wellenlänge kommen.

Der Grad der Annäherung kann exakt ausgedrückt werden. Die Pupinsche Regel hierfür lautet: Wenn m Spulen auf die Wellenlänge entfallen, so stimmt die Verteilung der Elektrizität, ausgedrückt durch die Konstanten α und β, in der gleichförmigen und der ungleichförmigen Leitung in dem Masse überein, wie $\sin\frac{\pi}{m}$ und $\frac{\pi}{m}$ vertauschbar sind.

Diese elektrischen Verhältnisse finden nun eine genaue und weitgehende Analogie in dem Verhalten eines gespannten Drahtes, dessen eines Ende fest ist, während das andere durch eine Stimmgabel in Transversalschwingungen versetzt wird. Die Luftreibung des Drahtes entspricht hier dem elektrischen Leitungswiderstand, der reziproke Wert der Drahtspannung der Kapazität, die träge Masse des Drahtes der Selbstinduktion. Ist die Luftreibung gross und der Draht schlaff, so entspricht das einer Telephonleitung von hohem R und C, die Dämpfung ist dann sehr gross, die von der Stimmgabel ausgesandten Schwingungen kommen am fernen Ende äusserst geschwächt an. Vermehren wir die träge Masse, ohne die Luftreibung zu erhöhen (Steigerung der Selbstinduktion), indem wir z. B. einen Aluminiumdraht durch einen Platindraht ersetzen, so braucht der schwingende Draht, um dieselbe kinetische Energie aufzunehmen, eine sehr viel kleinere Geschwindigkeit, folglich wird der Verlust durch Reibungsarbeit kleiner, daher wird mehr Energie durch den Draht übertragen. Die Schwingungen pflanzen sich in diesem Falle kräftiger fort, und es bilden sich stehende Wellen aus.

Suchen wir nun bei dem leichteren Aluminiumdraht dasselbe zu erreichen, indem wir eine träge Masse an einer Stelle an ihn anhängen, so werden die Schwingungen an dieser zum grössten Teil reflektiert, die Masse wirkt im wesentlichen ungünstig für die Energieübertragung. Zerteilen wir dieselbe Masse in einige Teile, so wird immer noch annähernd dasselbe stattfinden. Wenn aber die Unterteilung so weit geht, dass mehrere einzelne Massen auf die Wellenlänge entfallen, so wird eine günstige Wirkung erzielt, und wenn eine Anzahl von 10 oder 20 Masseteilchen auf jede Wellenlänge entfällt, so wird eine weitere Unterteilung kaum noch Änderungen des Schwingungsverlaufes hervorbringen.

Hieraus lassen sich nun für die praktische Telephonie wichtige Folgerungen ziehen. Um die Dämpfung in einer langen Leitung zu vermindern, muss man die Selbstinduktion der Leitung erhöhen. Am besten wäre es natürlich, diese Selbstinduktion ganz gleichförmig zu verteilen, etwa indem man den Draht mit Eisen umhüllt. Gesetzt, dies sei ausgeschlossen, kann die Verbesserung der Leitung nicht dadurch erfolgen, dass man eine oder wenige Spulen hoher Selbstinduktion in die Leitung einschaltet;

vielmehr muss eine so grosse Zahl von Spulen angewendet werden, dass auf die Wellenlänge des höchsten zu übertragenden Tones noch eine Mehrzahl von Spulen entfällt? Selbstverständlich ist nebenbei die Bedingung zu erfüllen, dass der Ohmsche Widerstand der Spulen den kilometrischen Leitungswiderstand nicht wesentlich erhöhe. Es muss dann aber gelingen, die Intensität des am Fernort ankommenden Stromes ganz ausserordentlich zu steigern.

Wir gehen damit zu den experimentellen Arbeiten Pupins über. Er konstruierte verschiedene Modelle von Leitungen mit C, R, L, die hinsichtlich der beiden ersten Grössen den erstklassigen amerikanischen Telephon-Fernleitungen entsprachen. Als Stromquelle diente eine dreissigpolige Wechselstrommaschine, die z. B. 600 Perioden per Sekunde lieferte. Der Strom war von vornherein nicht sinusförmig, die harmonischen Oberschwingungen wurden aber abgedrosselt, indem man einen auf die Grundschwingung der Maschine abgestimmten Resonanzkreis bildete, und diesen mittels Transformators auf die künstliche Leitung wirken liess. Es wurden dann Strom und Spannung längs der letzteren an vielen Stellen mit dem Elektrodynamometer und dem Thomsonschen Multicellularelektrometer gemessen. Ferner wurden auch die linearen Mittelwerte $[M(\eta)]$ des Stromes längs der Leitung mittels eines rotierenden Kontaktmachers von Townsend gemessen, so dass man ein Bild der längs der Linie bestehenden Elektrizitätsverteilung erhielt.

Die künstlichen Leitungen, an denen diese Messungen geschahen, waren verschiedenartig hergestellt. Eins der Modelle verwirklichte die gleichförmige Verteilung von Kapazität und Widerstand in der Weise, dass über jede Wicklungslage der den Leitungswiderstand verkörpernden Drahtrollen eine Stanniolhülle gelegt war; sämtliche Stanniolhüllen aller Widerstandsrollen waren untereinander leitend verbunden, und stellten die natürliche Erdoberfläche dar, während die Drahtoberfläche die zweite Belegung bildete.

Dies Modell hielt nur eine Spannung von etwa 300 Volt aus. Bei einer zweiten künstlichen Leitung war die Durchschlagsgefahr sehr vermindert, die Kapazität wurde durch eine sehr grosse Zahl einzelner kleiner Kondensatoren verkörpert, so dass allerdings eine absolut stetige Verteilung nicht stattfand. Bei einer dritten Leitung endlich waren R und C wieder vollkommen stetig verteilt, was in folgender Weise bewirkt wurde: auf ein Blatt paraffiniertes Papier wurden beiderseits mäanderförmige Stanniolstreifen aufgeklebt, wie Fig. 4 zeigt. Auf ein solches Blatt entfiel eine Streifenlänge mit 9 Ω Widerstand und 0,074 Mf Kapazität,

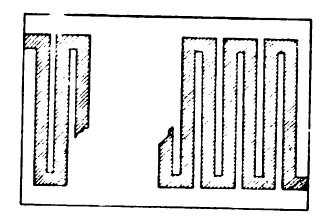


Fig. 4.

entsprechend einer Telephonkabelleitung von etwa einer englischen Meile. Es standen Pupin 250 Meilen solcher Leitung zur Verfügung. In passenden Abschnitten, etwa von je einer Meile, waren Induktanzrollen (ohne Eisen) eingeschaltet, die nach Bedarf kurzgeschlossen werden konnten. Ebenso waren geeignete Vorrichtungen getroffen, um die Messinstrumente an vielen Punkten der Leitung zur Vornahme von Strom und Spannungsmessungen einschalten zu können.

An diesen Leitungen wurden nun erstens die Grössen $M(\eta^2)$ und $M(V^2)$ experimentell ermittelt; ihre Änderung längs der Leitung wurde genau der Theorie und den Fig. 1 und 2 entsprechend gefunden. Die sozusagen reflektierende Wirkung einer grossen Selbstinduktionsspule von 1 Henry am Ende der Schleife zeigte sich aufs deutlichste; diese Erscheinung konnte auch bei einer Vielzahl von Induktionsrollen noch genauer mittels des rotierenden Kontaktmachers verfolgt werden. Fig. 5 zeigt

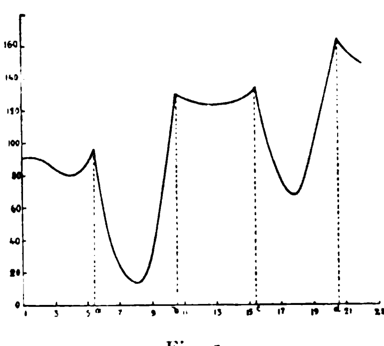


Fig. 5.

den Verlauf der Grösse $M(\eta)$ längs eines Stückes der Leitung, wenn an den Stellen a, b, c, d, grössere Induktanzrollen eingeschaltet werden. Jede Rolle bringt einen auffallenden scharfen Knick hervor. Würde man dieselbe Selbstinduktion statt in einer Rolle, auf 10 Rollen verteilt anbringen, so nähme die Kurve eine regelmässige Wellenform, ähnlich wie in Fig. 1, an.

Telephonische Sprechversuche an diesen Leitungen bestätigten ebenfalls die theoretischen Erwägungen vollkommen. Ohne Induktanzrollen hörte beispielsweise die Verständigung bei 110 englischen Meilen (des dritten Modells)

vollständig auf. Schaltete man die erforderliche Selbstinduktion in Form weniger grosser Spulen ein, so entstand eine Verzerrung der Wellen, die Sprache wurde ganz unverständlich, da nur die tiefsten Töne, und diese überlaut, empfangen wurden. Bei einer der Theorie entsprechenden Unterteilung liess sich dagegen eine ausgezeichnete Verständigung durch das ganze Kabel herstellen.

Um dieses Resultat nun für natürliche Leitungen zu verwerten, muss berechnet werden, wie gross bei gegebener Leitungslänge, bei gegebenem Widerstand R und Kapazität C pro Längeneinheit die erforderliche kilometrische Selbstinduktion ausfällt, und wieviel Spulen man auf 1 km Leitung verteilen muss, damit bei den höchsten für die Sprechverständigung wichtigen Frequenzen noch eine günstige Wirkung erzielt wird. Die höchste für die Sprache noch wichtige Periodenzahl kann vielleicht zu etwa 1500 per Sekunde angenommen werden, wir setzen

$$p = 2\pi n = 10000.$$

Um ein Beispiel zu geben, so möge für eine oberirdische Telephonleitung von 3000 km Länge $R = 4\ \Omega$ und $C = 0{,}01\ Mf$ sein. Die natürliche Selbstinduktion soll in erster Annäherung vernachlässigt werden.

Die Dämpfungskonstante

$$\beta = \sqrt{\frac{Cp\,R}{2}}$$

beträgt dann 0,014, die Gesamtdämpfung $e^{-42,3}$ d. h. eine Zahl von Grössenordnung 10^{-18}, es kommt also praktisch von dem entsandten Strom nichts mehr an.

Pupin nimmt nun an, dass für telephonische Zwecke eine Gesamtdämpfung von $e^{-1,5}$ ein befriedigender Wert sei. Es muss also β so klein gemacht werden, dass $\beta \times$ Leitungslänge $= 1{,}5$, oder in unserem Falle $\beta = 5.10^{-4}$ wird. Sofern nun die einzuschaltende Induktanz L so gross ausfällt, dass R gegen pL vernachlässigt werden kann, so hat man für β die einfache Formel

$$\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} = 5.10^{-4}.$$

Nun ist zu berücksichtigen, dass der Leitungswiderstand R wegen der einzuschaltenden Induktanzrollen etwas wächst, nehmen wir daher, um dem Rechnung zu tragen, $R = 4{,}6\ \Omega$. Es ergiebt sich dann eine Selbstinduktion von $L = 0{,}212$ Henry. Nehmen wir ungünstigen Falles p auch nur zu 1000 an, so ist $pL = 212$, $R = 4{,}6$, also verschwindet R in der That gegen pL.

Um die Wellenlänge zu berechnen, nehmen wir p wieder möglichst ungünstig, also diesmal recht hoch, zu 10000 an. Es ergiebt sich unter der nämlichen Voraussetzung:

$$\lambda = \frac{2\pi}{p\sqrt{CL}} = 13{,}65 \text{ km}.$$

Auf die halbe Wellenlänge müssen nun aber einige Induktionsspulen entfallen, damit die Wirkung der Selbstinduktion eine günstige sei. Setzen wir beispielsweise 10 Spulen für die ganze Wellenlänge an, so ist die Selbstinduktion l einer Spule:

$$l = \frac{L\lambda}{10} = 0{,}29 \text{ Henry}.$$

Es müssen also Spulen von 0,81 Ω und 0,29 Henry hergestellt und etwa in je 1,3 km Entfernung voneinander eingeschaltet werden.

Die Ähnlichkeit zwischen dieser Leitung und einer Leitung mit absolut stetiger Verteilung ist dann durch die Grösse

$$\sin\frac{\pi}{10} : \frac{\pi}{10}$$

gegeben.

Eine äusserst wichtige praktische Frage ist nun, ob man die Induktanzspulen mit oder ohne Eisen konstruieren soll. Im ersten Falle würden sie natürlich weit billiger und kleiner werden. Aber man hat bei den hohen Periodenzahlen besondere Rücksicht auf den Wirbelstromverlust im Eisen (der wie eine Vermehrung des Ohmschen Leitungswiderstandes wirkt) zu nehmen, und muss daher eine äusserst feine Unterteilung vornehmen. Pupin glaubt, mit Eisenkernen von allerfeinstem Draht diese Bedingung so weit erfüllen zu können, dass bei submarinen Kabeln die Induktanzrollen innerhalb der Bewehrung unterbringbar sind.

An die Arbeiten Pupins knüpfen sich nun bereits weitere Forschungen, welche das dargelegte Prinzip teils erweitern, teils beschränken. So zeigt E. F. Röber in Electrical World and Engineer 1901, S. 440, dass Pupins Anordnung der Induktanzrollen nur ein Spezialfall ist, der mit zwei anderen bereits viel früher beschriebenen resp. patentierten Schaltungen von S. P. Thomson und C. J. Reed zusammengestellt werden muss. Fig. 6a u. 6b zeigen diese beiden Systeme. Thomson schaltet Induktanzrollen in angemessenen Abständen einfach quer über die Schleife, Reed zerlegt die Leitung durch Transformatoren in viele Unterabschnitte. Wenn man bedenkt, dass der Kern der Methode in der Aufspeicherung elektrokinetischer Energie längs der Leitung liegt, so ist die generelle Übereinstimmung aller drei Systeme klar.

Röber zeigt nun, dass die Pupinsche Regel auch für die Schaltungen von Thomson und Reed gilt, sofern man durch eine mathematische Fiktion passend definiert, was unter einer äquivalenten gleichförmigen Leitung im

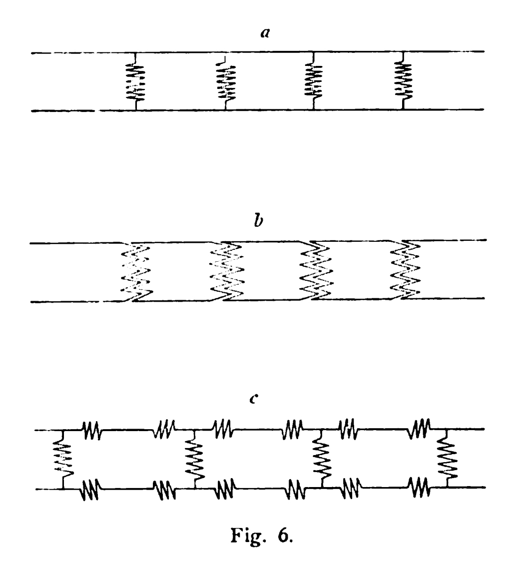


Fig. 6.

Falle der Fig. 6a und 6b zu verstehen sei. Er zeigt ferner, dass die Schaltung von Reed gewissermassen die allgemeinste ist, insofern sie elektrisch einer in Fig. 6c dargestellten vierten Anordnung äquivalent ist, bei welcher sowohl in der Leitung selbst als quer dazu Induktanzrollen eingeschaltet sind (vgl. z. B. Steinmetz, Wechselstromerscheinungen. Deutsche Ausg., S. 205). Aus dieser Schaltung erhält man die Pupinsche durch Weglassung der quer geschalteten, die Thomsonsche durch Weglassung der in die Leitung selbst eingeschalteten Drosselspulen.

Während aber bei allen drei Systemen durch die Induktanzrollen der Wirkungsgrad der Übertragung gesteigert werden kann, bietet anscheinend nur die Pupinsche Form die Möglichkeit, die Leitung innerhalb sehr weiter Grenzen distortionsfrei zu machen, so dass für die Telephonie vorwiegend diese Schaltung in Frage kommt.

Auf eine praktisch sehr wichtige Beschränkung des Prinzips hat dagegen F. Breisig (E.T.Z. 1901, S. 1029) hingewiesen, insofern er die von Pupin unberücksichtigte unvollkommene Isolation einer jeden natürlichen Leitung in Rechnung zieht. Da zeigt sich nun, dass eine Verbesserung der Sprechverständigung durch Einschaltung der Induktanzrollen nicht mehr stattfindet, sobald die Ableitung einen gewissen kritischen Wert erreicht. Wenn man sich diesem Punkte nähert, so wächst die erforderliche Selbstinduktion derart, dass es bald unmöglich erscheint, die Rollen ohne wesentliche Zunahme des Ohmschen Widerstandes herzustellen. Bezeichnet man die Ableitung pro Längeneinheit mit A, so nimmt die Dämpfungskonstante β nur so lange ab, als noch

$$L < \frac{CR}{A}$$

und zwar nimmt β im Grenzfalle den Wert

$$\beta = \sqrt{A \cdot R}$$

an. Wenn also die Ableitung A grösser ist, als $\frac{\beta^2}{R}$, so kann man die geforderte Dämpfung β auf keine Weise erreichen.

Wir wollen dies auf das vorher gewählte Zahlenbeispiel anwenden. Es wurde dort gefordert: $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$, R war gleich 4,6, also durfte die Ableitung höchstens den Wert $5{,}43 \cdot 10^{-8}$ haben. Liegt also der wahre Wert der Isolation höher als 18,4 Megohm per km, so wird eine Verbesserung durch Selbstinduktionsspulen erreichbar, sonst nicht. In der That ist damit eine sehr hohe Anforderung an die Güte der Isolation gestellt.

Für jeden natürlichen Leitungsdraht und jede gegebene Isolation lässt sich somit eine äusserste Länge angeben, bei welcher das Pupinsche Verfahren noch anwendbar ist. Breisig zeigt, dass z. B. für eine gegebene Isolation von 1 Megohm per km diese Grenzlänge beträgt:

für Bronzedraht von 2 m/m : 612 km
" " " 3 m/m : 932 km
" " " 4 m/m : 1220 km.

Die Deutsche Reichs-Postverwaltung hat die Pupinsche Erfindung sogleich in die Praxis übertragen. Die Kabelleitung Berlin—Potsdam und die oberirdische Fernleitung Berlin—Magdeburg wurden von der Firma Siemens & Halske mit Induktanzrollen ausgerüstet. Über die an diesen Leitungen angestellten Sprechversuche und Messungen berichten neuerdings die Herren Dolezalek und Ebeling in E. T. Z. 1902, S. 1259. Von besonderem Interesse war hierbei der direkte Vergleich mit den Leistungen der parallel laufenden normalen Kabeladern resp. Fernleitungen. In dem 56-adr. 1 mm Kabel Berlin—Potsdam (32,5 km) war die Hälfte der Doppeladern mit Spulen ausgerüstet, die im Abstand von je 1300 m verlegt waren und je einen Widerstand von 4,1 Ohm und eine Selbstinduktion von 0,062 Henry besassen. Es konnten nun eine Reihe solcher Doppeladern in Serie geschaltet werden. Auf eine Länge von 162,5 km erlosch die Verständigung auf dem normalen Kabel vollständig, dagegen war mit dem induktionsreichen Kabel noch über 422,5 km ein Verkehr möglich. Für die Freileitungsversuche wurde eine 150 km lange 2 mm starken Bronzeleitung mit Spulen (von 6 Ohm und 0,08 Henry) in je 4 km Entfernung ausgerüstet. Die Sprechübertragung war weitaus besser als bei einer normalen 180 km langen, 3 mm starken Bronzeleitung zwischen den gleichen Orten.

Ausserdem wurden mit Wechselströmen von 400 bis ca. 1000 Perioden mit Hilfe eines Spiegeldynamometers genaue Messungen über die Grösse des abgehenden und ankommenden

Stromes gemacht. Ferner wurde an normalen Fernsprechkabeln von 28 km Länge der Einfluss des Spulenabstandes, während die kilometrische Impedanz konstant gehalten wurde, studiert. Es ergab sich wiederum die vollkommenste Bestätigung der Theorie. Von einem gewissen Spulenabstand an fällt die Grösse des am Fernort ankommenden Stromes rapid, und zwar weit stärker, als wenn überhaupt keine Spulen eingeschaltet wären. Alsdann tritt also Reflexion der Wellen an den Spulen oder, wenn man den Strom am Fernort in Betracht zieht, eine Drosselung ein. Bezieht man die Anzahl der Spulen auf die Wellenlänge, so zeigt sich aufs schärfte, dass bei weniger als 2—3 Spulen pro Wellenlänge eine geradezu ungünstige Wirkung erzielt wird.

Es sollen gegenwärtig Versuche in noch grösserem Massstabe auf einer Fernleitung Berlin-Frankfurt a. M. im Gange sein.

Im Anschluss hieran möge noch kurz über parallele Bestrebungen berichtet werden, welche dahin gehen, in Kabeln eine absolut gleichmässig verteilte Selbstinduktion herzustellen. Das Kabelwerk Rheydt, A.-G., hat vor kurzem ein Fernsprechkabel für die Reichstelegraphenverwaltung zwischen Düsseldorf und Elberfeld verlegt, bei welchem nach Breisigs Bericht (E.T.Z. 1901, S. 1046) die Selbstinduktion sowohl durch Einhalten eines grösseren Abstandes zwischen den Zwillingsadern jeder Doppelleitung, als auch durch spiralige Umwickelung der Kupferdrähte mit Eisendraht wesentlich gesteigert wurde. Es wurde dabei die Selbstinduktion von 0,00380 Henry pro km erreicht, bei einer Doppelader ohne Eisenbewickelung 0,00296, während bei Fernsprechkabeln mit Doppelleitungen der gewöhnlichen Bauart nach Breisig kein experimentell nachweisbarer Betrag von Selbstinduktion erhalten wurde. Übrigens zeigte sich, dass man sich durch das Kabel mit erhöhter Selbstinduktion auf eine Entfernung von 96 km verständigen konnte, was ein deutlicher Beweis für die günstige Wirkung der Selbstinduktion ist.

In gleicher Richtung bewegen sich auch die Versuche von Krarup (E.T.Z. 1902, S. 345), durch eine Umwickelung aus feinem Eisendraht ein Fernsprechkabel möglichst hoher Induktion herzustellen. Krarup erreicht dabei noch bedeutend höhere Werte (bis 0,01 Henry) der Selbstinduktion pro km, und zwar wohl hauptsächlich infolge des grösseren Abstandes der Adern der Doppelleitung voneinander.

Dementsprechend befürwortet Krarup die Herstellung von submarinen Telephonkabeln nach diesem Konstruktionsprinzip.

Zusammenfassend können wir daher feststellen, dass sich für die praktische Telephonie jetzt zwei Wege eröffnen, um den Wirkungsgrad der Übertragung, und damit den Aktionsradius des Telephons überhaupt zu vergrössern: Erstens die Einschaltung vieler, geeignet dimensionierter Induktanzrollen — für Luftlinien ohne Eisen, für Kabel mit fein unterteiltem Eisenkern — wobei die Pupinsche Regel für die Spulenabstände massgebend ist; zweitens die Vergrösserung der stetig verteilten Selbstinduktion von Zwillingsadern in Kabeln, einerseits durch Eisenbeklöppelung, andererseits durch Vergrösserung des gegenseitigen Abstandes der Zwillingsadern. In beiden Fällen beschränken die Isolationsmängel der Leitung die Wirksamkeit des Prinzips, wobei allerdings zu berücksichtigen ist, dass man bei Kabeln mit Leichtigkeit weit höhere Isolationswerte erreichen kann als bei oberirdischen Leitungen.

In wirtschaftlicher Hinsicht lassen sich die neuen Methoden auch dahin zusammenfassen, dass es jetzt möglich ist, bei dem gleichen telephonischen Wirkungsgrade die Leitung mit einem geringeren Kupferaufwand herzustellen.

Wieweit die dargelegten Methoden auch in der Telegraphie anwendbar sind, wird voraussichtlich sehr von dem jeweilig benutzten Telegraphiersystem abhängen. Wesentliche Vorteile bieten die Induktanzleitungen offenbar dann, wenn mit längeren Serien reiner Sinuswellen telegraphiert wird, wie beispielsweise bei dem Mercadierschen Multiplextelegraphen. Wo es sich dagegen, wie z. B. bei den meisten modernen Schnell- oder Mehrfachtelegraphen, dem Baudot-, dem Rowland, dem Pollak-Virág-, dem Synchronographen, um verstümmelte oder verzerrte harmonische Wellen handelt, da bleibt es einstweilen noch unentschieden, ob die zeitliche Form des abgehenden Stromes auf Induktanzleitungen getreu übertragen werden kann, oder ob die freien Eigenschwingungen der Leitung (die Pupin übrigens mathematisch entwickelt hat) den ankommenden Strom gewissermassen entstellen und unkenntlich machen.

Eingegangene Schriften.

(Eingehende Besprechung vorbehalten.)

Auerbach, Felix, Die Grundbegriffe der modernen Naturlehre. Mit 79 Figuren im Text. (Aus Natur und Geisteswelt, Bd. 40.) kl. 8. IV u. 156 S. 1902. Leipzig, B. G. Teubner. Gebunden M. 1,25.

Behrend, Gottlieb, Die Abwärme-Kraftmaschine. (System Behrend Zimmermann.) Verfahren, mechanische Arbeit durch Abwärme zu erzeugen, sowie eine wesentliche Erhöhung des thermischen Wirkungsgrades der Dampfmaschine. Vier Vorträge. gr. 8. V u. 32 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 1,—.

Blaschke, Paul, Electrical dictionary. English-german-french. gr. 8. VI u. 226 S. (Band III des Wörterbuchs der Elektrotechnik von Paul Blaschke.) 1902. Leipzig, S. Hirzel. Gebunden M. 5,—.

Borchers, W., Elektro-Metallurgie. Die Gewinnung der Metalle unter Vermittlung des elektrischen Stromes. Dritte

vermehrte und völlig umgearbeitete Auflage. Erste Abtheilung. Mit 169 Text-Abbildungen. gr. 8. IV u. 288 S. 1902. Leipzig, S. Hirzel. M. 9,—.

Carnot, Ladi, (Ancien élève de l'Ecole Polytechnique). Réflexions sur la puissance matrice du feu et les machines propres à développer cette puissance. Réimpression facsimilé conforme à l'édition originale de 1824. 8. IV, 116 et IV p. 1903. Paris, 6, rue de la sarbonne, A. Hermann.

Cupron-Element, Das, dessen Konstruktion, Wirkungsweise und Anwendungsfähigkeit. 8. 16 S. 1903. Leipzig-Plagwitz, Ziegelstrasse 19. Umbreit & Matthes.

Gerdes, Peter, Einführung in die Elektrochemie. Nach der elektrolytischen Dissociationstheorie bearbeitet. Mit 48 in den Text gedruckten Abbildungen. 8. VIII u. 124 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 4,—.

Heilbrunn, Richard, Elementare Vorlesungen über Telegraphie und Telephonie. Mit zahlreichen in den Text gedruckten Abbildungen. Lieferung 2. gr. 8. Seite 65—128. 1902. Berlin, Georg Siemens. M. 1,60.

Holm, E., Das Objektiv im Dienste der Photographie. Mit zahlreichen Textfiguren und Aufnahmen. gr. 8. 142 S. 1902. Berlin, Gustav Schmidt. Gebunden M. 2,—.

Hoppe-Husmann, Anfangsgründe der Physik mit Einschluss der Chemie und mathematischen Geographie. 27. Auflage des ursprünglichen Werkes. Ausgabe B in zwei Lehrgängen. Neu herausgegeben und bearbeitet von A. Husmann. I. Teil. Vorbereitender Lehrgang. 6. Auflage. Mit 176 in den Text eingedruckten Holzschnitten. gr. 8. VIII u. 226 S. 1903. Essen, G. D. Baedeker. Gebunden M. 2,20.

Hoernes, Hermann, Lenkbare Ballons. Rückblicke und Aussichten. Mit 84 Figuren im Text, 6 lithographierten Tafeln und zahlreichen Tabellen. gr. 8. XII u. 359 S. 1902. Leipzig, Wilhelm Engelmann. M. 15,—.

Jahrbuch der Elektrochemie. Begründet und bis 1901 herausgegeben von W. Nernst und W. Borchers. Berichte über die Fortschritte des Jahres 1901. Unter Mitwirkung der Herren P. Askenasy-Karlsruhe, W. Borchers-Aachen, K. Elbs-Giessen, F. Harms-Würzburg, F. von Kügelgen-Aachen, M. Mugdan-Breslau herausgegeben von Heinrich Danneel. VIII. Jahrgang. Mit 226 Figuren. gr. 8. IX u. 725 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 24,—.

Kirschmann, A., Die Dimensionen des Raumes. Eine kritische Studie. gr. 8. 112 S. 1902. Leipzig, Wilhelm Engelmann. M. 2,—.

Klimpert, R., Entstehung und Entladung der Gewitter, sowie ihre Zerstreuung durch den „Blitzkamm" (Fulgura frango). Eine meteorologische Betrachtung. kl. 8. VI u. 203 S. 1902. Bremerhaven, L. von Vangerow. Gebunden M. 2,—.

Le Blanc, Max, Die Darstellung des Chroms und seiner Verbindungen mit Hilfe des elektrischen Stromes. (Monographien für angewandte Elektrochemie. III. Band.) gr. 8. VII u. 109 S. 1902. Halle a. S., Wilhelm Knapp. M. 6,—.

Ostwald's Klassiker der exakten Wissenschaften kl. 8. Gebunden. Leipzig, Wilhelm Engelmann.

No. 131. Michael Faraday, Experimental-Untersuchungen über Elektricität. (Aus dem Philosoph. Transact. f. 1838.) Herausgegeben von A. J. von Oettingen. XIV. u. XV. Reihe. Mit 2 Figuren im Text. 48 S. 1902. M. —,80.

No. 132. Thomas Andrews, Ueber die Continuität der gasförmigen und flüssigen Zustände der Materie und über den gasförmigen Zustand der Materie. On the continuity of the gaseous and liquid states of matter. Philosophical transactions of R. S. of London. Vol. 159, 1869, pgs. 575—589 and on the gaseous state of matter. Vol. 166, 1876, pgs. 421—449, herausgegeben von Arthur von Oettingen und Kenji Tsuruta aus Japan. Mit 12 Figuren im Text und in den Anmerkungen. 82 S. 1902. M. 1,40.

Partig, Gustav, Das Weltgesetz des kleinsten Kraftaufwandes in den Reichen der Natur. I. Band: In der Mathematik, Physik und Chemie. gr. 8. XII u. 332 S. 1903. Stuttgart, Max Kielmann. M. 8,—.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen wurde: der Professor der theoretischen Physik an der Universität Würzburg Des Coudres an die Universität Leipzig als Nachfolger Boltzmanns; der Privatdozent für Physik an der Göttinger Universität, Dr. phil. Walter Kaufmann, als a. o. Professor an die Universität in Bonn als Nachfolger des in den Ruhestand tretenden a. o. Professors der theoretischen Physik Lorberg; der Meliorations-Bauinspektor Quirll-Osnabrück, als etatsmässiger Professor für Wasserbau an die Technische Hochschule in Aachen.

Ernannt wurden: der Privatdozent an der Technischen Hochschule zu Dresden, Ernst Lewicki, Diplom-Ingenieur für Maschinenbau und Adjunkt im Maschinenlaboratorium A (für Dampf und Wassermaschinen) zum ausseretatsmässigen a. o. Professor in der mechanischen Abteilung; der Privatdozent der Chemie und Hüttenkunde an der Technischen Hochschule Dr. Stavenhagen in Berlin zum etatsmässigen Professor an der Bergakademie daselbst; der Oberingenieur J. Zvonicek-Prag zum o. Professor des Maschinenbaues an der böhmischen Technischen Hochschule in Brünn.

Den neubegründeten Lehrstuhl für organische Chemie am University College London erhielt Professor Collie; Professor Callendar (Physik) ging an das Roy. College of Science über, sein Nachfolger am University College wurde Professor Trouton.

Dem Privatdozent Dr. Matthes an der Universität Jena wurde der neue Lehrstuhl für Pharmazie und Nahrungsmittelchemie übertragen.

An der Universität Greifswald habilitierte sich Dr. O. Berg für Physik.

In der philosophschen Fakultät an der Universität in Kiel wurde der Assistent an der dortigen Sternwarte, Dr. phil. Ernst Grossmann, als Privatdozent aufgenommen.

Die Lehrbefugnis des Privatdozenten Dr. Vaubel an der Technischen Hochschule Darmstadt ist von der theoretischen auf die gesamte Chemie erweitert worden.

Die diesjährigen Nobelpreise haben erhalten für Medizin: Dr. Ronald Ross-Liverpool; für Chemie: Professor Emil Fischer-Berlin; für Physik: Professor Lorentz-Leiden und Professor Zeeman-Amsterdam, jeder zur Hälfte; für Litteratur: Professor Mommsen-Berlin.

Die Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen wählte den Direktor des Meteorologischen Instituts, o. Professor der Universität Berlin, Dr. Wilhelm v. Bezold und den Professor am Gymnasium zu Wolfenbüttel, Dr. Julius Elster, zu auswärtigen Mitgliedern ihrer mathematisch-physikalischen Klasse.

Dem etatsmässigen Professor an der Technischen Hochschule in Aachen Dr. Borchers ist der Charakter als Geh. Regierungsrat, den ständigen Mitarbeitern bei dem Geodätischen Institut bei Potsdam Dr. Andreas Galle, Ludwig Haasemann und Dr. Oskar Hecker das Prädikat Professor verliehen worden.

Geh. Regierungsrat Riedler, Professor an der Technischen Hochschule zu Berlin, wurde von der Deutschen Technischen Hochschule in Prag zum Ehrendoktor der technischen Wissenschaften ernannt.

In London starb der Physikochemiker Gladstone, in Braunschweig der ordentliche Professor für Maschinenbau und Maschinenkonstruktion an der Technischen Hochschule zu Braunschweig, Geh. Hofrat Georg Querfurth, am 27. November v. J.; der Geh. Regierungsrat und Professor der Chemie an der königl. Technischen Hochschule in Berlin Dr. Friedrich Rüdorff.

Berichtigungen.

In der Arbeit von Lad. Gorczyński, Heft 5, S. 155, Spalte 2, Zeile 10 v. u. soll es statt „Jouberts" Joubins heissen.

In der Arbeit von Chabot, Heft 6, S. 190, Spalte 1, Zeile 14 v. u. soll es statt „13" 14 heissen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. Januar 1903. Redaktionsschluss für No. 9 am 21. Januar 1903. 4. Jahrgang.

INHALT.

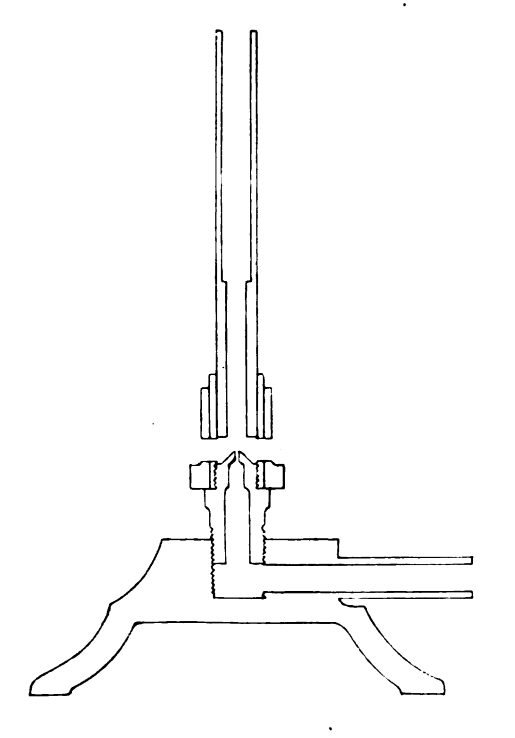
ORIGINALMITTEILUNGEN.

Eine empfindliche Flamme.

Von G. W. Stewart.

Es ist eine bekannte Thatsache, dass ein Bunsenbrenner als empfindliche Flamme wirkt, wenn der Gasdruck so klein gemacht wird, dass die Flamme auf dem Punkte des „Herunterschlagens" oder Ausgehens sich befindet.

Durch Zufall fand der Verfasser, dass die Flamme eines Bunsenschen Acetylenbrenners unter des weiteren näher angegebenen Umständen ganz ausserordentlich empfindlich war. Der benutzte Brenner war bei der Firma J. B. Colt & Co. in New York gekauft. Beigefügte Figur ist ein im richtigen Massstab gezeichneter Querschnitt. Die Abzugsöffnung für das Acetylen misst etwa 0,62 mm im Durchmesser, die Höhe der Röhre über dieser Öffnung 8,1 cm bei einem Durchmesser von 5,7 mm, während die vier Öffnungen für den Luftzutritt einen Durchmesser von 4,5 mm besitzen.



Bei der Ausführung vorliegender Versuche wurde ein Sperrhahn aus Glas zur Regulierung des Druckes, Gummischläuche von 5 und 1 m Länge zwischen Sperrhahn und Brenner und ein Druckmesser in Verbindung mit dem Brenner verwandt.

Der Sperrhahn wurde gedreht, bis der Druck 1,64 cm Wasser betrug. Dann besass die Flamme einen etwa 3 cm hohen leuchtenden und einen um 3 cm höheren nichtleuchtenden Kegel. Dies ist das Verhältnis, bei dem die Empfindlichkeit am grössten war. Das von einem irgendwo im Zimmer ($6 \times 8 \times 3$ m) auf die Diele fallenden Streichholz hervorgebrachte Geräusch genügte, um die Flamme zu einem ausgeprägten Zucken zu bringen. Diese plötzliche Veränderung wurde in bequemster Weise festgestellt, indem man die Verminderung der Lichtintensität an den weissen Wänden des Zimmers beobachtete. Das Geräusch, das durch das Schütteln eines Schlüsselbundes oder einen zischenden Laut hervorgebracht wurde, hatte anscheinend wenig oder gar keine Wirkung. Wenn man einen Ton in der Nähe von c^3 (do_5; 1034 vollständige Schwingungen in der Sekunde) pfiff, so reagierte die Flamme auf den ersten Anstoss. Wenn der Ton angehalten wurde, nahm die Flamme wieder so ziemlich ihre Normalstellung ein. In der Nähe dieser Note schien die Flamme für eine Reihe von mehreren Tönen ganz besonders empfindlich zu sein. So war es mir denn unmöglich, so schwach zu pfeifen, dass die Flamme nicht eine merkliche Veränderung gezeigt hätte, wenn sie vom ersten Impuls getroffen wurde. Bei diesem Versuch stand ich etwa 4 m vom Brenner entfernt. Hieraus geht hervor, dass die Flamme für sehr hohe Töne nicht empfindlich ist, auf

einen fortgesetzten Ton nicht reagiert und in ihrer Wirkungsweise selektiv ist.

Wenn der Druck von 1,64 cm auf 1,18 cm Wasser herabgesetzt wurde, so zeigte sich die Flamme weniger empfindlich, konnte aber in noch auffälligerer Weise funktionieren. Zum Beispiel brachte manchmal ein Streichholz, das man in einer Entfernung von 1—2 m vom Brenner auf den Boden fallen liess, die Flamme zum Erlöschen.

Die Länge des zwischen Sperrhahn und Brenner angebrachten Gummischlauches schien keinen Einfluss zu haben.

Zu bemerken ist, dass die Wellenlänge des Tones c^3 etwa 33,2 cm, d. h. den vierfachen Wert der Länge des Brennerrohres beträgt. Versuche zur Feststellung, ob Resonanz der Röhre die Ursache der selektiven Wirkung ist, wurden nicht angestellt. Rayleighs Versuche[1]) mit einer langen Hochdruckflamme aus einem Stecknadelbrenner zeigen, dass eine empfindliche Flamme nicht an den Knoten, sondern an den Schwingungsbäuchen einer stehenden Welle eine Einwirkung erfährt. Dies würde darauf hindeuten, dass hier kein Fall von Resonanz vorliegt; es müsste denn sein, dass beim Pfeifen der Note c^3 der Oberton c^4 die Flamme affizierte.

Die Form des benutzten Brenners zu vervollkommnen, wurde nicht versucht.

1) Phil. Mag. 7, 153, 1879.

Physikalisches Laboratorium, Cornell University, Dezember 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 10. Dezember 1902.)

Über einen allgemeinen Satz der geometrischen Optik.

Von A. Gleichen.

Auf der letzten Naturforscherversammlung hat Herr R. Straubel (Jena) folgenden allgemeinen Satz der geometrischen Optik bekannt gegeben (vgl. 4. Jahrg. S. 114—117 dieser Zeitschrift):

I. Der Satz für „ebene" Büschel.

Von einem Punkte gehe ein unendlich dünnes, ebenes Büschel mit dem Öffnungswinkel dw aus, das an einer beliebigen Stelle seiner nach dem Prinzip der kürzesten Zeit konstruierten Bahn die lineare Breite ds' besitzen soll. Wir lassen dann umgekehrt von einem Punkte des Linienelements ds' ein zweites, unendlich dünnes ebenes Büschel in der durch ds' und die Bahn im zweiten Punkte gelegten Ebene ausgehen und zwar so, dass die Achsen zusammenfallen. Der Winkel dieses Büschels im zweiten und die lineare Breite im ersten Punkte seien dw' resp. ds. Dann lautet der Satz:

$$1)\qquad n\,ds\,dw = n'\,ds'\,dw',$$

wo n und n' die Brechungsexponenten des Mediums im ersten und zweiten Punkte sind.

Steht das Linienelement (jetzt dl genannt) nicht senkrecht zum Büschel, sondern bildet seine Normale mit diesem den Winkel w, so lautet der Satz:

$$2)\qquad n\cos w\,dw\,dl = n'\cos w'\,dw'\,dl'.$$

II. Satz für räumliche Büschel.

Setzen wir an Stelle der ebenen Büschel zwei räumliche mit den Öffnungswinkeln $d\omega$ und $d\omega'$ und bezeichnen ihre Querschnitte in den beiden Punkten mit dq und dq', so lautet der entsprechende Satz:

$$3)\qquad n^2\,d\omega\,dq = n'^2\,d\omega'\,dq'.$$

Bildet die Normale des Flächenelementes (jetzt mit df bezeichnet) mit dem Büschel den Winkel ϑ; so tritt an die Stelle der letzten Gleichung:

$$4)\qquad n^2\cos\vartheta\,d\omega\,df = n'^2\cos\vartheta'\,d\omega'\,df'.$$

Diese Sätze haben zur Voraussetzung, dass das Prinzip der kürzesten Zeit gilt, d. h. dass die Richtungsänderung der Strahlen immer nach dem Gesetze $n\sin\alpha = n'\sin\beta$ erfolgt, wenn man kurz mit α und β Einfallswinkel und Brechungswinkel an einer Fläche und mit n und n' hier die Brechungsexponenten in den durch die betreffende Fläche voneinander abgegrenzten Medien bezeichnet.

Man kann nun die Voraussetzung der kürzesten Lichtwege fallen lassen und gelangt zu einer der Formel 4) analogen Beziehung:

$$5)\qquad \cos\vartheta\,d\omega\,df = \varepsilon\cdot\cos\vartheta'\,d\omega'\,df'$$

wo

$$\varepsilon = \Pi\frac{d\cos 2\alpha}{d\cos 2\beta}$$

ist.

Hier ist Π das Zeichen für ein Produkt ausgedehnt über alle Flächen, an denen die Strahlen ihre Richtungen ändern und an Stelle des Brechungsgesetzes ist ein ganz beliebiger Funktionalzusammenhang zwischen Einfallswinkel α und Brechungswinkel β vorausgesetzt.

Der Beweis ergiebt sich daraus, dass man das räumliche Bündel in einen meridionalen und einen sagittalen Teil zerlegt. Für jeden dieser Teile gelten dann Sätze, die analog dem von Straubel für ebene Bündel angegebenen Satze 1) sind, nämlich für den meridionalen Teil:

$$6)\qquad \frac{ds\,dw}{\Pi\cos\alpha\,d\alpha} = \frac{ds'\,dw'}{\Pi\cos\beta\,d\beta}$$

für den sagittalen Teil

$$7)\qquad \frac{ds\,dw}{\Pi \sin\alpha} = \frac{d\bar{s}'\,d\bar{w}'}{\Pi \sin\beta},$$

wobei die letzteren Grössen durch Überstreichen von den ersteren analogen Grössen unterschieden sind.

Lässt man jetzt die senkrecht aufeinander stehenden Linienelemente ds und $d\bar{s}$ für einen bestimmten Querschnitt eines Raumbündels im Objektraum, ds' und $d\bar{s}'$ für einen solchen im Bildraum gelten, so sind einerseits die Produkte $ds\,d\bar{s}$ und $ds'\,d\bar{s}'$ den Flächenelementen $df\cos\vartheta$ und $df'\cos\vartheta'$ und andererseits die Produkte $dw\,d\bar{w}$ und $dw'\,d\bar{w}'$ den Raumwinkeln $d\omega$ und $d\omega'$ proportional. Durch Multiplikation von 6) und 7) entsteht demnach:

$$8)\qquad dq\cos\vartheta\,d\omega = dq'\cos\vartheta'\,d\omega'\,\Pi\frac{d\cos 2\alpha}{d\cos 2\beta}.$$

Wie man sieht, geht für die gewöhnliche Brechung Gleichung 8 in Gleichung 4 über. Wird aber z. B. die Strahlung durch das Licht der ungewöhnlichen Brechung an ein und zweiachsigen Krystallen vermittelt, so gelten die Straubelschen Sätze nicht mehr.

Um ein einfaches Beispiel zu geben, lassen wir die Strahlung erfolgen aus einem isotropen Medium durch eine ebene Begrenzungsfläche eines einachsigen Krystalls, die senkrecht zur optischen Achse ist.

Hat die Wellenfläche im isotropen Medium die Gleichung:

$$x^2 + y^2 + z^2 = \frac{1}{p^2}$$

und im doppelbrechenden für den ausserordentlichen Strahl, bezogen auf die z-Achse als Rotationsachse:

$$n^2(x^2 + y^2) + m^2 z^2 = 1,$$

so hängt jetzt der Koeffizient ε in Gleichung 5 ausser von den drei Brechungsexponenten $p\,n\,m$ auch noch von dem Einfallswinkel α der Büschelachse ab, und zwar erhält man:

$$\varepsilon = \left(\frac{n^2}{p\cdot m} + \frac{(m^2 - n^2)p}{n^2\cdot m}\sin\alpha^2\right)^2.$$

(Eingegangen 31. Dezember 1902.)

Über das Bandenspektrum des Stickstoffs bei Atmosphärendruck.

Von A. Hagenbach und H. Konen.

Das Bandenspektrum des Stickstoffs ist in allerletzter Zeit wiederholt Gegenstand von Untersuchungen gewesen. Cuthberson[1]), Deslandres[2]) und Hermesdorf[3]) haben die Anordnung der Banden und Triplets mit Rücksicht auf die von Deslandres aufgestellten Gesetze geprüft. Hutchins[1]) fand unter besonderen Umständen im Spektrum des Bogens Banden bei 3914, 4278 und 4606, die er merkwürdigerweise glaubte dem Cyan zuschreiben zu müssen; er erhielt dieselben Banden auch im Spektrum von Funken, besonders wenn er Kobaltelektroden anwandte. Demgegenüber wurde von verschiedenen Seiten gezeigt, dass es sich um Stickstoffbanden handelt und zwar um solche des „negativen" Bandenspektrums. Crew und Baker[2]) fanden das Band 3914 im Funkenspektrum des Aluminiums in Stickstoffatmosphäre, das Band 3371 in verschiedenen Metall-Funkenspektren, wenn keine Kapazität eingeschaltet war; endlich fanden sie die Banden bei 3371 und 3158, wenn unmittelbar nach dem Erlöschen eines Kohlebogens kondensierte Funken zwischen den noch weissglühenden Kohlespitzen überschlugen. Schliesslich haben Lewis und King[3]) die Bande 3914 auf der Platte von Hutchins gemessen und dieselbe in vollkommener Übereinstimmung gefunden mit den von Deslandres für das Stickstoffbandenspektrum gegebenen Wellenlängen. Es zeigte sich dabei, dass noch auf älteren Aufnahmen von King, die dieser bei Gelegenheit seiner Untersuchung des Cyanspektrums im Bogen gemacht hatte, die Linien zu sehen waren, die anscheinend der Stickstoffbande bei 3914 angehören.

Wir haben nun bei Gelegenheit von Aufnahmen von Funkenspektren Beobachtungen über das Auftreten von Stickstoffbanden gemacht, die noch über die Wahrnehmungen Crews, Bakers und anderer hinausgehen und zeigen, dass unter Umständen nicht nur die negativen, sondern auch die positiven Stickstoffbanden erhalten werden können, wenn auch zwischen dem Spektrum bei Atmosphärendruck und demjenigen in Geisslerröhren eine Reihe merkwürdiger Unterschiede bestehen. Ausser dem Spektrum des Stickstoffes beobachteten wir regelmässig das Bandenspektrum des Wasserdampfes und zwar vor allem die Bande bei 3063.

Als Lichtquelle diente der Funke eines Induktoriums zwischen Elektroden aus Messing oder anderen Metallen. In den Stromkreis konnte Kapazität und Selbstinduktion von wechselnder Grösse eingeschaltet werden. Die Aufnahmen wurden mit einem kleinen Rowlandschen Konkavgitter gemacht, dessen Aufstellung kürzlich von einem von uns beschrieben worden ist.[4]) Dies hatte zur Folge, dass unsere Photographien nur bis 5500 aufwärts reichen. Als Vergleichs-

1) Cl. Cuthberson, Phil. Mag. (6) **3**, 348—353, 1902.
2) H. Deslandres, C. R. **134**, 747—750, 1902.
3) J. Hermesdorf, Disseit. Bonn 1902.

1) C. C. Hutchins, Astrophys. J. **15**, 310—312, 1902.
2) H. Crew und C. Baker, Astrophys. J. **16**, 61—72, 1902.
3) P. Lewis und A. S. King, Astrophys. J. **16**, 162 bis 166, 1902.
4) H. Konen, Ann. d. Phys. **9**, 748, 1902.

lichtquelle benutzten wir eine mit Quarzstöpsel verschlossene Schumannsche Röhre, die mit gewöhnlicher Luft von etwa 4 mm Druck gefüllt war. Sie gab mit oder ohne Kapazität oder Selbstinduktion dasselbe Spektrum. Da die Röhre zur Längsdurchsicht eingerichtet und mit cylindrischen Elektroden versehen ist, wirken gleichzeitig sämtliche Teile der Röhre mit. Das erhaltene Spektrum besteht im wesentlichen aus der zweiten der Gruppen, in die Deslandres das Bandenspektrum des positiven Poles eingeteilt hat. Dazu kommen die Banden des negativen Poles, die indes schwächer sind, weiter das Bandenspektrum des Wasserdampfes sowie die Wasserstofflinien. Die dritte Gruppe von Deslandres fehlt; unterhalb 2813 erhielten wir nur noch Spuren von Linien. Oberhalb 4800 beginnt die erste Gruppe Deslandres, die jedoch nicht genauer geprüft wurde, da wir im Funken nichts davon erhielten. Bei längerem Gebrauch der Röhre verschwand allmählich der Stickstoff; das Linienspektrum der Luft trat immer intensiver hervor und gleichzeitig machten sich die in Luft enthaltenen Verunreinigungen bemerkbar, besonders zeigten sich die Spektren des Cyans und des Wasserstoffes, während das Bandenspektrum des Wasserdampfes verblasste.

Das Spektrum des Funkens verhielt sich verschieden je nach den Umständen. Ohne Kondensator und Selbstinduktion tritt bei kleiner Funkenstrecke bekanntlich die geräuschlose, flammenartige Entladung auf, die „Stickstoffflamme". Zwischen den Elektroden sieht man eine gelbrötliche Aureole, deren Licht hauptsächlich von dem in der Luft enthaltenen Natrium herrührt. Ausserdem sieht man, wenn auch schwach, die Stickstoffbanden im Spektrum. Die Metalllinien fehlen entweder gänzlich oder beschränken sich auf die stärksten des betreffenden Spektrums. Die Aureole kann durch Luftzug oder magnetische Einwirkung zur Seite geblasen werden. Alsdann kommen in der direkten Funkenbahn die Linien der Luft und des Metalles zum Vorschein. Bei dem geschilderten Vorgang erhitzen sich die Elektroden, besonders die positive, bis zum Schmelzen. Man bemerkt an ihnen violette Punkte, die dem positiven Glimmlicht in Geisslerröhren ähnlich sehen. In der That liefern jene ein Spektrum, das im grossen und ganzen mit demjenigen übereinstimmt, das man bei etwa 4 mm Druck in Geisslerröhren mit gewöhnlicher Luft erhält. Auf den Photographien, deren Reproduktion ohne Vergrösserung nicht wohl möglich ist, sieht man alle Übergänge vom „Bandenfunken" zum gewöhnlichen Funken. In einem Falle ist z. B. die Zusammensetzung des Funkenspektrums bei Atmosphärendruck dieselbe, wie bei dem geringen Druck. Ausser den Banden der zweiten Gruppe des positiven Spektrums bemerkt man die Banden des negativen Spektrums und die Wasserbanden.

Indes ist die Übereinstimmung keineswegs vollkommen. Die einzelnen Banden sind in beiden Spektren verschieden stark. Das negative Bandenspektrum ist bei Atmosphärendruck relativ stärker. Ferner macht sich ein anderer Intensitätsabfall in den Banden bemerkbar: dieselben klingen bei 4 mm viel stärker ab. Zuweilen ist eine Kante im Spektrum der Röhre stärker als im Spektrum des Funkens; verfolgt man dann die Bande, so gelangt man an eine Stelle, wo beide Banden gleich stark sind; geht man noch weiter, so überwiegt das Spektrum des Funkens. Besonders merkwürdig erscheint es uns, dass sogar die Serien jeder Bande und jede einzelne Bande in anderer Weise beeinflusst werden. Bekanntlich gehen von jeder Kante des positiven Stickstoffbandenspektrums drei Serien von Linien aus, deren Glieder sich je nach der Ordnungszahl in verschiedener Weise zu Triplets zusammenordnen. Es scheint nun vorwiegend die, von der Kante aus gezählt, erste dieser Serien zu sein, die beeinflusst wird. Auf den Photographien findet man im Verlauf der Bande nur noch Paare statt Triplets und die erste Linie an der Kante fehlt entweder gänzlich oder besitzt doch eine bedeutend verringerte Intensität. Ähnlich geht es mit einzelnen vollständigen Banden, die im Funkenspektrum bis zum Verschwinden geschwächt sind. Wir beabsichtigen, auf das Detail dieser Unterschiede demnächst ausführlicher zurückzukommen.

Besonders ansehnlich und glänzend wurde der „Bandenfunke" bei Verwendung eines grossen Induktoriums von Klingelfuss, das 1 m lange Funken giebt. Wir bemerkten dabei sehr häufig auch geschichtete Entladungen, die die Ähnlichkeit mit einer Entladung in einer Geisslerröhre noch täuschender machten. Doch benutzten wir wegen der Länge der erforderlichen Exposition durchgängig ein kleineres Induktorium, dessen Unterbrecher keiner dauernden Überwachung bedurfte.

Bei ganz kurzer Funkenstrecke war es gleichgültig, aus welchem Metall die Elektroden bestanden. Dies änderte sich bei Verlängerung des Funkens, wie schon von Hemsalech[1]) u. a. bemerkt worden ist. Neben zahlreichen anderen Metallen verwendeten wir meist Messing. Je grösser dann die Funkenstrecke war, je grössere Kapazität wir anhängten, und je kleiner die Selbstinduktion war, um so mehr verblasste das Stickstoffbandenspektrum. Zuerst verschwanden die positiven Banden; nur die negativen allein blieben sichtbar; dann gingen auch diese zurück, in dem Masse, wie die Linien des Linien-

1) J. A. Hemsalech, Recherches expérimentales sur les spectres ect. Paris 1901.



spektrums an Stärke gewannen. Wir wollen nur zwei Stadien dieses Weges hervorheben. Das eine wird bezeichnet durch eine Aufnahme des Funkenspektrums des Zinks mit kleiner Kapazität und grosser Selbstinduktion. Die Banden bei 3914 und 4278 sind im Funkenspektrum stark zu sehen; von den positiven Banden sind nur Spuren da. Im letzten Stadium, bei grosser Kapazität, bemerkt man endlich allein noch eine ganz schwache Andeutung der negativen Bande bei 3914. Es versteht sich, dass die Geisslerröhre stets mit derselben Kapazität u. s. w. betrieben wurde wie die Funkenstrecke.

Die Beobachtung, dass man auch bei Atmosphärendruck Stickstoffbanden erhalten kann, ist seit van der Willigen von zahlreichen Beobachtern von Funkenspektren gemacht worden.[1]) Die genauesten Angaben darüber findet man bei Eder und Valenta und bei Deslandres[2]), der auch zuerst schon bemerkt hat, dass zugleich die Banden des Wasserdampfes auftreten. In letzter Zeit haben dann Hemsalech und andere erneut darauf hingewiesen. Crew[3]) giebt an, er habe keine Beschreibung der Stickstoffbanden finden können, wie sie in Luft bei Atmosphärendruck auftreten. In der That sind die älteren Beobachtungen lediglich mit geringer Dispersion und mit dem Auge gemacht; sie sind unbestimmt und bei der Beschreibung der neueren fehlt es gänzlich an Angaben über den Umfang und die Bedingungen des Auftretens der Banden. Die bedeutenden Unterschiede beider Arten von Spektren je nach dem Drucke sind, soviel uns bekannt, bisher nicht bemerkt worden. Sie scheinen uns näherer Prüfung wert. Der nahe liegenden Versuchung, das Verhalten des Stickstoffspektrums in Beziehung zu setzen zu den Phasen und der Temperatur der Entladung und der Elektroden, glauben wir wegen der Unsicherheit die noch auf diesem Gebiete herrscht, widerstehen zu müssen.

1) V. S. M. v. d. Willigen, Pogg. Ann. **106**, 610 bis 632, 1859.
2) J. M. Eder u. E. Valenta, Denkschr. Wien. Akad. **60**, 1893; Deslandres, Ann. chim. phys. (6) **15**, 1—86, 1888, S. 40.
3) Crew und Baker, l. c, S. 68.

Bonn, physikalisches Institut.

(Eingegangen 25. Dezember 1902.)

Über die Wärmeleitung von Argon u. Helium.[1])

Von Walther Schwarze.

Im 3. Jahrg., Seite 264 dieser Zeitschrift, habe ich als vorläufige Werte des Wärmeleitungskoeffizienten von Luft und Argon bei 0° 0,0₄572 und 0,0₄392 angegeben. Nach Anbringung der in Aussicht gestellten Korrektionen erhielt ich für

1) Mitteilung aus dem Physikal. Institut der Universität Halle a. S.

Luft	Argon
$k_0 = 0{,}00005690$	$k_0 = 0{,}00003894$.

Benutzt man den Wert für Argon, um aus der Formel der kinetischen Gastheorie

$$k = f \cdot \eta \cdot c_v$$

(η Reibungskoeffizient, c_v spez. Wärme bei konst. Volum) den Koeffizienten f zu ermitteln, so folgt

$$f = 2{,}501,$$

während Conrau und Neugebauer[1]) theoretisch $f = 1{,}6027$ fanden.

In neuester Zeit habe ich auf Anregung des Herrn Professor Dorn nach derselben Methode[2]) auch die Wärmeleitung von Helium untersucht und für 0° gefunden:

Helium
$$k_0 = 0{,}0003386.$$

Das benutzte Helium[3]) war frei von H, O, N, C und besass nur eine geringe Beimengung wahrscheinlich von Neon. Seine Dichte war 2,083 bezogen auf $O = 16$ (reines $He = 1{,}98$).[4])

Der Reibungskoeffizient von Helium ist an demselben Material von H. Schultze[5]) für 0° gefunden $\eta = 0{,}0001891$. Die spez. Wärme bei konstantem Volumen ermittle ich aus den Beziehungen:

$$\frac{c_p}{c_v} = \mathfrak{k} \text{ und } c_p = \frac{\mathfrak{k}}{\mathfrak{k}-1} \cdot \frac{R}{E}.$$

Für einatomige Gase ist $\mathfrak{k} = 1{,}667$ und R ist gleich 29,27 0,1439, da die Dichte des benutzten Heliums bezogen auf Luft = 0,1439 ist. E ist das mechanische Wärmeäquivalent = 424.

Setzt man die Werte für k_0, η_0, und c_v in die oben genannte Formel ein, so erhält man für den Faktor f den Wert:

$$f = 2{,}490.$$

Ich finde demnach durch die Untersuchung des Heliums meine frühere Angabe bestätigt, dass der Koeffizient f für einatomige Gase nahe 2,50 ist.

1) O. E. Meyer, Die kinetische Theorie der Gase. 2. Aufl. Math. Zusätze 1899.
2) Schleiermacher, Wied. Ann. **34**, 623. 1888.
3) Von H. Schultze hergestellt, Ann. d. Phys. **5**, 302, 1901 und von mir noch einmal gereinigt; Dichte neu bestimmt.
4) W. Ramsay u. M. Travers, Zeitschr. f. Physik. Chem. **35**, 634, 1900.
5) l. c.

Halle a. S., den 6. Januar 1903.

(Eingegangen 7. Januar 1903.)

Über die magnetische Wirkung elektrischer Verschiebung.

Von John B. Whitehead jr.

In der Entwickelung seiner Theorie des elektromagnetischen Feldes nimmt Maxwell an, dass die Erscheinung der Polarisation in

einem Dielektrikum in einer wirklichen Fortpflanzung oder Verschiebung einer Ladung in der Richtung der Polarisation besteht; dass z. B. für den Fall der Ladung eines Kondensators diese Verschiebung einem Strome gleichwertig ist, der in jedem Augenblicke dem Betrag der Änderung der Oberflächenladung auf einer der Platten gleich ist, d. h.

$$q = \frac{K}{4\pi} \frac{dF}{dt},$$

wo q = der Stromdichte, K = der Dielektrizitätskonstante und F = der Potentialdifferenz pro Längeneinheit ist und dass daher der Strom durch den ganzen Schliessungskreis hindurch kontinuierlich ist. Er nimmt weiter an, dass der Verschiebungsstrom die gleiche magnetische Wirkung hervorbringt wie ein Leitungsstrom der Dichte

$$q = \frac{K dF}{4\pi\, dt},$$

so dass für den Fall des Kondensators die magnetische Wirkung in der Umgebung, die bei jeder Ladungsänderung eintritt, der vereinigten Wirkung des Stromes in den ladenden Drähten und dem Verschiebungsstrom im Dielektrikum zu verdanken sei.[1])

Die direkte magnetische Wirkung der Verschiebungsströme ist jedoch nie in befriedigender Weise, wenn überhaupt, beobachtet worden; die veröffentlichten Versuche in dieser Richtung scheinen sich zu beschränken auf Röntgen[2]), S. P. Thompson[3]), Nicolaiff[4]) und Blondlot.[5]) Die Resultate der drei ersten Forscher liessen keine Schlussfolgerungen zu und Blondlots Versuche deuteten auf die Abwesenheit einer Wirkung.

Die im folgenden beschriebenen Versuche wurden unternommen, teils weil die bisherigen Versuche eine Ungewissheit hinsichtlich des Bestehens der Wirkung fortbestehen liessen, teils weil die angewandte Methode Vorteile über die bisher benutzte zu bieten schien. Das Prinzip der Methode ist, ein Stück eines Dielektrikums einem elektrischen Wechselfelde und einem magnetischen Wechselfelde auszusetzen, die Phasen der beiden Wechselfelder, deren Richtungen im Raume rechtwinklig aufeinander stehen, so zu justieren, dass die Reaktion des Verschiebungsstromes gegen das Magnetfeld ein Maximum wird und zu beobachten, ob eine Bewegung des Dielektrikums in einer Richtung, die senkrecht zu der Ebene erfolgt, welche das wirksame elektrische und magnetische Feld umfasst, eintritt.

1) Maxwell, Electricity and Magnetism. Art. 60, 75, 76, 111, 328—334, 608, 783, 791.
2) Rep. der Physik, 21, 521, 1885.
3) Proc. Roy. Soc. XLV, 392, 1889.
4) Journ. Phys 4, 245, 1895.
5) Journ. Phys., Jan. 1902.

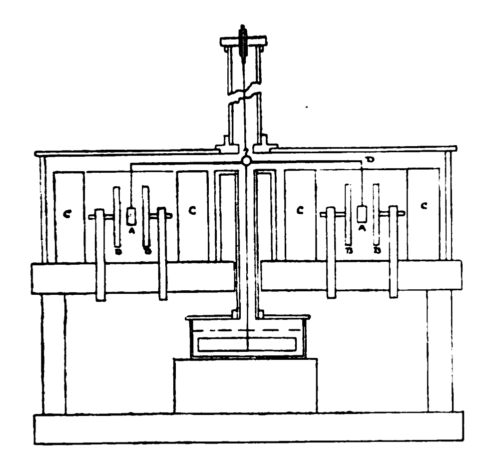
In jeder der vier Formen des dieses Prinzip verkörpernden Apparates war ein Stück des Dielektrikums starr an jedem Ende einer leichten Achse befestigt, die durch einen im Mittelpunkt befestigten Quarzfaden horizontal aufgehängt war. Die Phase des elektrischen oder des magnetischen Feldes, das an dem einen Stück wirkte, war um 180° gegen das am andern Stück wirkende verschoben, während das andere Feld für beide Stücke gleiche Phase hatte. Dadurch hat die Gegenwirkung des Verschiebungsstromes gegen das magnetische Feld entgegengesetzte Richtung an beiden Enden der Achse, so dass ein Kräftepaar auf die Aufhängung wirkt.

Der Apparat.

Erste Form: Fig. 1 giebt einen Querschnitt. *AA* sind die rechteckigen Blöcke des Dielektrikums, die an der Achse *D*, die aus Bambus oder Glas gefertigt war, befestigt waren. *BBBB* sind Messingelektroden, von denen eine jede so gedreht war, dass ihre Oberfläche einen Teil eines Kreiscylinders bildete, dessen Achse mit der Aufhängungs-Richtung und -Linie des Bambus- oder Glasstabes zusammenfiel; auf diese Weise schien sich die beste Annäherung an ein gleichförmiges Feld zwischen den Elektroden erreichen zu lassen. Jedes Elektrodenpaar war mit den Enden eines Transformators verbunden, der 8800 Volts bei 133 Wechseln pro Sek. gab. *CC* sind kreisförmige Drahtspulen, von denen je eine ein Elektrodenpaar umgiebt; die Ebenen der Windungen sind horizontal. Die Spulen erhalten ihren Wechselstrom von demselben Generator wie die Elektroden.

Wie man sieht, ist das Magnetfeld vertikal, das elektrische Feld horizontal, so dass die resultierende Ablenkung des Stabes auf der einen Seite aus der Ebene der Zeichnung heraus, auf der anderen Seite in die Ebene der Zeichnung hinein erfolgen sollte. Das Ganze stand auf einer hölzernen Basis und jede Hälfte des Apparates war in eine Messinghülle eingebaut. Die Verbindung zwischen den beiden Hälften war so eng, dass der Stab noch schwingen konnte. Auf diese Weise war das Innere so klein wie möglich gemacht und Störungen durch Luftströmungen auf ein Minimum reduziert. Ein eng anliegender Messingcylinder innerhalb der Spule, ein Ring an deren oberen und Zinnfolie an deren unteren Ende, all das mit dem Gehäuse verbunden, beschützte das Dielektrikum vor irgend welchem von der Spule ausgehenden elektrischen Felde; alle möglichen sekundären Stromkreise wurden gespalten und die Öffnungen mit Hartgummi oder Faser geschlossen.

Die in der Figur zu sehende Dämpfungsvorrichtung war ein im Wasser tauchendes Glimmerblättchen, das durch ein dünnes Glasstäbchen am abzulenkenden Stabe befestigt war. Der angewandte Quarzfaden war immer ungefähr 102 cm lang; er befand sich in einem Glasrohr, das mit einem Torsionskopf versehen war, der unabhängig Justierungen der Torsion und der Länge gestattete; an seinem unteren Ende trug der Quarzfaden einen kleinen Kupferhaken, der in einen entsprechenden auf den Glasstab gekitteten Haken passte. In der Mitte des Stabes war ein Spiegel, der das Bild eines Glühlampenfadens auf eine auf Glas geätzte Skala warf; später wurde die Glühlampe durch einen Nernstschen Glühkörper ersetzt, der



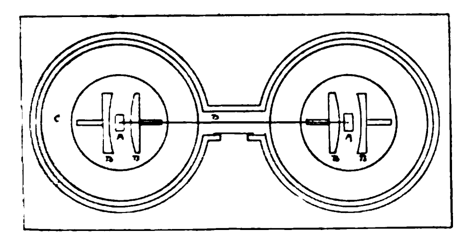


Fig. 1.

sich hierzu vorzüglich eignet. Der Abstand Spiegel-Skala war 140 cm. Die Schaltung zeigt Fig. 2. Die beiden Magnetisierungsspulen wurden so geschaltet, dass ihre Felder immer gleich stark, gleich gerichtet und parallel waren, während die Elektroden so geschaltet waren, dass ihre Felder gleich stark und parallel waren, aber in entgegengesetzten Richtungen arbeiteten.

Berechnung der erwarteten Wirkung:

Der Abstand der Elektroden war bei jedem Paar gleich 1,9 cm; die Dielektrika waren Stücke von Steinsalz, Glas oder Paraffin. 1 cm $\times$ 1 cm $\times$ 0,63 cm und mit ihren quadratischen Seiten parallel zu den Elektroden aufgehängt, so dass ein Drittel einer Kraftlinienlänge innerhalb des Dielektrikums war. Da nun $\sqrt{2} \cdot 8800$

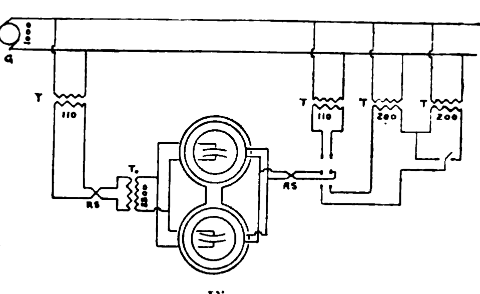


Fig. 2.

die maximale E.M.K. zwischen den Elektroden war, so ist der auf das Dielektrikum wirksame Teil gegeben durch

$$V = \frac{\sqrt{2} \cdot 8800}{2K + 1}.$$

Die Intensität der E.M.K. $F_m = \frac{dV}{dl}$, also

$$F_m = \frac{\sqrt{2} \cdot 8800}{(2K + 1) \cdot 0{,}63} \text{ (Maxim.-Wert in Volts).}$$

Die Dichte des Verschiebungsstromes = $q = \frac{K}{4\pi} \frac{dt}{dF}$; da nun die E.M.K. alternierend ist, so haben wir

$$F = F_m \sin a$$

und

$$q = \frac{K}{4\pi} F_m \cos a \frac{da}{dt}.$$

$\frac{da}{dt}$ = der Winkelgeschwindigkeit $= 2\pi N = \pi \cdot 133$

also

$$q = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot 8800}{(2K + 1) \cdot 0{,}63} \cdot \frac{2\pi \cdot 133 \cdot 10^8}{3 \cdot 10^{10}} \cos a \text{ in C. G. S. elektrost.}$$

$$q = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{\sqrt{2} \cdot 8800}{(2K + 1) \cdot 0.63} \cdot \frac{2\pi \cdot 133 \cdot 10^8}{(3 \cdot 10^{10})^2 \cdot 10^{-1}} \cos a \text{ Ampères}$$

$$= \frac{K}{2K + 1} \cdot \frac{14{,}6}{10^7} \cos a$$

$$= \frac{K}{2K + 1} \cdot \frac{10 \cdot 3}{10^7} \text{ eff. Ampères pro Querschnitteinheit.}$$

Jede der Spulen für das Magnetfeld enthielt 1200 Windungen von B. & S. Nr. 18 Magnetdraht. Das mit Vernachlässigung der Wirkung der Enden berechnete Magnetfeld für die Mitte der Spulen war 200 i (i = Stromstärke in Ampères); es ergab durch die Messung mit einer Spule von bekannter Oberfläche und Windungszahl zu 166 i. (Diese Spule hatte eine Oberfläche von 25 cm^2 und 400 Windungen. Der induzierte Strom 2,4 Amp. bei 33,5 Volts und 133 Wechseln.) Der Widerstand jeder Spule war ungefähr = 9 Ω, und die berechnete Selbstinduktion $L = 0{,}109$ Henry; bei 144 Volts, 133 Wechseln nahm eine jede

1,3 Amp., was eine Selbstinduktion von 0,104 L ergiebt. Ist Θ die Phasendifferenz zwischen der E.M.F. und dem Strom, so ergiebt sich

$$tg\Theta = \frac{2\pi NL}{R} \quad \frac{6,28 \cdot 133 \cdot 0,104}{9} \quad 9,3, \text{ d. h.}$$

$$\Theta = 83^0\ 52'.$$

Da die Phasendifferenz zwischen den primären und sekundären E.M.K. eines Transformators ungefähr 180^0, ist, die an den Elektroden wirkende Kraft aber zweier Transformationen unterzogen war, so ist sie demnach gleichphasig mit der Generator = E.M.K. Sei ihre Phase bezeichnet mit $\sin\alpha$. Der resultierende Verschiebungsstrom hat, wie oben gezeichnet, die Phase $\cos\alpha$, d. h. er ist um 90^0 gegen die Generator E.M.K. verschoben. Die auf die Spulen wirkende E.M.K. ist nur einmal umgewandelt worden, also ist sie um 180^0 verzögert; wegen der Selbstinduktion der Spule eilt der Strom und deshalb auch das entst. Magnetfeld um 90^0 nach. Demzufolge sind der Verschiebungsstrom und das Magnetfeld um 180^0 auseinander, liegen also günstig zur Erzeugung der elektromagnetischen Gegenwirkung. Da nun für die Spule $\Theta = 83^0\ 52'$ gefunden wurde, so muss die für Koinzidenz berechnete Wirkung mit $0,9942 = \cos 6^0\ 8'$ multipliziert werden.

Auf den Strom im Dielektrikum wirkt also eine Kraft

$$0,994\,\frac{lgH}{10} = 0,63 \cdot \frac{K}{2K+1} \cdot \frac{10 \cdot 3}{10^7} \cdot \frac{166 \cdot 1,2}{10}.$$

$$0,9942 = \frac{K}{2K+1} \cdot \frac{22,8}{10^6} \text{ Dynen,}$$

wenn in jeder Spule 1,2 Ampères fliessen, l die Dicke des Dielektrikums oder die Länge des Verschiebungsstromes ist, und H = der Intensität des Magnetfeldes. Diese Kraft wirkt in entgegengesetzter Richtung an beiden Enden der aufgehängten Achse von 17,78 cm Länge. Es wirkt also ein Paar von

$$\frac{K}{2K+1} \cdot \frac{2,28}{10^4} \text{ Dynen-Centimeter.}$$

Der Drehungswinkel eines Fadens der Länge l, vom Radius r und vom Starrheitskoeffizienten n, auf den ein Kräftepaar u wirkt, ist

$$\Phi = \frac{2lu}{\pi r^4} \cdot \frac{1}{n}.$$

Die Länge des Quarzfadens war 101,6 cm; der Radius war sehr annähernd = 0,0006 cm. Nimmt man n für Quarz zu $3 \cdot 10^{11}$, so ist

$$\Phi = \frac{K}{2K+1} \cdot \frac{2 \cdot 101,6 \cdot 2,28}{\pi \cdot 0,0006^4 \cdot 10^4 \cdot 3 \cdot 10^{11}} = \frac{K}{2K+1} \cdot 37 \text{ radians.}$$

Ist K fur Steinsalz = 5,8, so ist $\Phi = 0,173$, was bei einem Spiegelabstand von 140 cm einer Ablenkung von $2 \cdot 1400 \cdot 0,173 = 485$ mm oder mehr entspricht, da wir die Tangente dem Bogen gleichgesetzt haben.

Eine Kontrolle schien in einer Umkehrung des Ablenkungssinnes zu liegen, indem man die Phase des elektrischen oder des magnetischen Feldes um 180^0 änderte.

Es wurde so vorgegangen, dass man zunächst die Achse unter dem Einfluss des elektrischen Feldes allein zur Ruhe kommen liess; die hierzu nötige lange Zeit war ein weiterer Hinweis auf die gute Homogenität des Feldes. Dann wurde das Magnetfeld erregt und die entstehende Ablenkung notiert. Hierauf wurde der Sinn entweder des elektrischen oder des magnetischen Feldes umgekehrt und die Ablenkung beobachtet u. s. w. Die Ablenkungen waren im allgemeinen klein, immer sehr langsam und brauchten viel Zeit, um sich zu beruhigen; meistens wurde nur auf den Sinn der Ablenkungen geachtet. Auf diese Weise wurden mehrere hundert Ablesungen gemacht. Diese hatten im allgemeinen ein negatives Resultat, d. h. die Ablenkung änderte sich weder in Richtung noch Betrag, wenn eines der Felder umgekehrt wurde.

Nie waren die Ablenkungen grösser als 10 mm und selten grösser als 2 mm; manchmal jedoch lagen innerhalb dieses Gebiets Anzeichen der gesuchten Wirkung vor; d. h. der Sinn der Ablenkung änderte sich mit einer Umkehrung entweder des elektrischen oder des magnetischen Feldes.

Einmal, mit Glas als Dielektrikum, erhielt man die erwarteten Umkehrungen für 6 Kommutatorumkehrungen; jedoch waren diese Ablenkungen nur 2—3 mm.

Es muss indessen bemerkt werden, dass diese Ablenkungen aus einer Masse von Versuchen herausgegriffen wurden, die manchmal gar keine, manchmal Ablenkungen in falschem Sinne ergaben. Da das Magnetfeld nahe an den Spulen stärker als in der Mitte ist, so ist es möglich, dass die Ablenkungen magnetischen Eigenschaften der Dielektrika zuzuschreiben waren, obwohl Versuche dieselben frei von solchen ergaben.

Die zweite und dritte Form des Apparates wurden konstruiert in der Absicht, ein gleichförmiges Magnetfeld zu erhalten und die gesuchte Wirkung zu verstärken. In beiden Fällen erhielt man keine entscheidenden Resultate. Da die Form der Elektroden in den oben beschriebenen Versuchen den Dielektrika eine Lage stabilen Gleichgewichts gab, wurde gedacht, dass die Bedingungen zum Gelingen dann am besten sind, wenn sowohl das elektrische wie das Magnetfeld für alle Lagen der Achse gleichförmig und konstant sind. Des-

wegen wurde folgende endgültige Apparatform konstruiert.

Für das Magnetfeld wurde eine breite Spule von 7,62 cm Höhe, 26,6 cm innerer Weite und 360 Windungen von B. & S.-Draht Nr. 15 benutzt (siehe Figur 3).

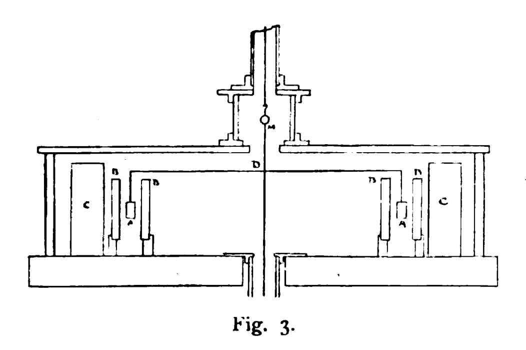


Fig. 3.

Als Elektroden dienten zwei ganze Messingringe, die miteinander und der Spule konzentrisch standen. Ihre Oberflächen waren sorgfältig gedreht und poliert und jeder Ring war an einer Stelle gespalten, um zu verhindern, dass er ein kurz geschlossener Sekundärkreis werde.

Die Spule war mit geerdeter Zinnfolie sorgfältig abgeschirmt. Der Aufhängehaken auf der Achse war verlängert, so dass er in einer Glasröhre bis M reichte, und hier der Spiegel befestigt. Indem man die Lichtquelle und die Skala in einem Kreis rings um den Apparat drehte, konnte man in jeder Lage der Achse Beobachtungen machen.

Messungen der Stärke des Magnetfeldes, der Selbstinduktion der Spule u. s. w. zeigten, dass die Grössenordnung der berechneten Ablenkung in diesem Apparat die gleiche wie im ersten war.

Es zeigte sich, dass die Nulllagen der Achse für die beiden Felder, wenn nur eines anlag, nicht die gleichen waren. Eine direkte elektrische Wirkung der Spule oder der Zuführungsdrähte schien die Ursache davon sein zu müssen, obwohl der Zinnfolienschirm so vollkommen wie möglich zu sein schien. Es wurde nun versucht, eine der Lagen, in denen die Achse vom Magnetfeld allein nicht beeinflusst zu werden schien, mit einer Nulllage für das elektrische Feld allein zur Koinzidenz zu bringen, indem man die Spule a in verschiedene Lagen durch Drehung um ihren Mittelpunkt brachte.

Dies gelang nur einmal, und da erhielt man auch die richtige Umkehrung der Ablenkung. Die Grösse der Ablenkung war 1,5 cm. Einige hundert Ablesungen wurden gemacht, indem Verschiedenheiten der Ablenkung für die beiden Phasen jedes Feldes mit Bezug auf das elektrische gesucht wurden.

Also wurde die Phase des magnetischen Feldes mit Bezug auf das elektrische um 90° gedreht und eine Reihe von Beobachtungen gemacht. Dies geschah, um eine mögliche Nacheilung des Verschiebungsstromes zu finden, die durch molekulare Reibung oder aus andern Gründen entstehen konnte. Alle diese Versuche ergaben negatives Resultat, d. h. die Ablenkungen waren geringer als 2 mm und zeigten keine regelmässige Umkehrung, wenn eines der Felder umgekehrt wurde.

Diese Untersuchung zeigt im grossen Ganzen, dass ein magnetischer Effekt der elektrischen Verschiebung in einem Betrage, wie ihn Maxwells Ausdruck giebt, nicht vorhanden ist. Das einzige positive Resultat, das mit der letzten Form des Apparates erreicht wurde, muss in Frage gestellt werden, denn obwohl die günstigen Bedingungen, unter denen es erhalten wurde, nicht ein zweites Mal erreicht wurden, so wurde sich ihnen doch manchmal in genügender Weise genähert, um Spuren einer Wirkung der beobachteten Grösse geben zu sollen. Die letzte Form des Aufbaues war zweifellos die geeignetste; es erscheinen darin nur zwei Einflüsse, die die gesuchte Wirkung verhindern könnten. Der erste ist eine Änderung des elektrischen Feldes von Punkt zu Punkt und die Neigung des Dielektrikums, im Gebiet grösster Intensität zu verbleiben; der zweite ist die Anwesenheit der Dämpfungsvorrichtung. Jedoch ist anzunehmen, dass keine der beiden gross genug ist, um ein Kräftepaar vom Werte des gesuchten zu verbergen; wie gesagt, waren die Ringe sorgfältig gedreht und justiert, so dass deren Oberflächen in allen Punkten gleichweit voneinander entfernt waren. Andeutungen, als ob sich die Achse eine Lage im elektrischen Felde wählen wollte, waren sehr gering. die Gleichgewichtslagen wurden sehr leicht verlassen, und änderten sich zwischen zwei Ablesungen oft um 1—2 cm. Die Verteilung des von der Spule herrührenden elektrischen Feldes konnte, obwohl ungewiss, keine zu sehr unsymmetrische um das Centrum herum sein, und da die hierdurch veranlasste Störung selten grösser als 1 cm war, so scheint es nicht möglich, dass die Intensitätsänderuugen gross genug waren, um die Abwesenheit einer sichtbaren Wirkung bei Umkehrung des wirksamen Paares zu veranlassen.

Bei den ersten Versuchen wurden einige Beobachtungsreihen ohne die Dämpfung gemacht; die einzige Verschiedenheit war, dass die Achse längere Zeit brauchte, um zur Ruhe zu gelangen.

Mit der letzten Apparatform konnten ohne die Dämpfung keine Beobachtungen gemacht werden, das elektrische Feld war so annähernd gleichförmig, dass die Achse keine so statio-

näre Lage einnehmen wollte, die als Nullpunkt hätte benutzt werden können.

Phys. Institut d. Johns Hopkins Universität. Mai 1902.

(Aus dem Englischen übers. von S. Guggenheimer.)

(Eingegangen 15. Oktober 1902.)

Über den radioaktiven Stoff „Polonium".

Von Frau Curie.

In dieser Zeitschrift vom 10. Oktober 1902 (S. 51) erschien eine Abhandlung von Herrn Marckwald: „Das radioaktive Wismut (Polonium)". Diese Abhandlung veranlasst mich zu folgenden Bemerkungen.

Herr Marckwald schreibt mir und Herrn Curie die Meinung zu, dass unser Polonium kein neues Element enthält. Diesen Schluss zieht Herr Marckwald aus folgendem Satze, der sich in einer von unseren Abhandlungen befindet: „Le polonium est une espèce de bismuth actif; il n'a pas encore été prouvé qu'il contienne un élément nouveau."[1])

Herr Marckwald giebt diesen Worten eine Bedeutung, welche sie keineswegs besitzen. Wir haben nur eben sagen wollen, dass das Polonium die chemischen Eigenschaften des Wismuts besitzt und dass es uns noch nicht gelungen ist, seine Verschiedenheit von diesem Metalle zu beweisen.

Im Laufe unserer Untersuchungen über radioaktive Stoffe sind wir zu der Überzeugung gelangt, dass die Radioaktivität ein neues Mittel bietet, um nach unbekannten Elementen zu forschen. Diesen Gedanken verfolgend, haben wir zwei ausserordentlich stark radioaktive Stoffe entdeckt und in denselben die Existenz zweier neuen Elemente, Polonium und Radium, angenommen.[2]) Unsere Meinung war anfangs keineswegs verbreitet, und wenige Forscher glaubten an die Existenz der neuen radioaktiven Elemente. Es war unsere Aufgabe, die Richtigkeit unseres Ausgangspunktes zu begründen. Der Beweis gelang uns für das Radium. Er wurde geliefert durch die Spektralanalyse, die Reindarstellung des Chlorides und die Bestimmung des Atomgewichtes des neuen Elementes.[3]) Auf Grund dieser Arbeiten scheint es erlaubt anzunehmen, dass jeder radioaktive Stoff, welcher von den bekannten radioaktiven Stoffen chemisch verschieden ist, ein neues Element enthält. Die von uns entdeckte Erscheinung der induzierten Radioaktivität[1]) hat aber gezeigt, dass man diese Regel nicht ohne Vorsicht anwenden darf, besonders für Stoffe, deren Radioaktivität mit der Zeit abnimmt, wie es eben für unsere Poloniumpräparate der Fall ist. Und da wir noch nicht haben beweisen können, dass das Polonium ein neues Element ist, so können wir es auch nicht behaupten.

Ich habe an dem Polonium schon viel gearbeitet und reine, stark radioaktive Präparate erhalten (beispielsweise 30000 mal stärker aktiv als metallisches Uran). Diese Präparate wurden von Herrn Demarçay untersucht. Er hat im Spektrum keine neuen Linien bemerkt, wohl aber die Linien des Wismuts. Trotzdem glaubte Herr Demarçay, dass der Stoff nicht zum grössten Teil Wismut enthielt.

Ich habe diese Meinung immer geteilt. Wenn das Polonium dem Wismut auch sehr nahe kommt, so ist es doch möglich, den radioaktiven Stoff zu konzentrieren. Zu diesem Ziele führen bekanntlich: 1. fraktionierte Fällung salpetersaurer Lösungen mit Wasser: der Niederschlag ist stärker aktiv als der gelöste Stoff; 2. fraktionierte Fällung stark saurer Lösungen mit Schwefelwasserstoff: die zuerst gefällten Sulfide sind am stärksten aktiv; 3. Sublimation der Sulfide im Vakuum: das aktive Sulfid ist viel flüchtiger als das inaktive.[1]) Indem die Konzentration grösser wird, scheint die Substanz immer grösseren Unterschied mit dem Wismut aufzuweisen. Wenn eine salpetersaure Lösung mit Wasser gefällt wird, entstehen dann fast jedesmal Niederschläge, welche sich weder in verdünnten, noch in konzentrierten Säuren lösen; diese Niederschläge sind weiss oder gelb bis rotbraun gefärbt. Ich habe solche Niederschläge weder mit reinem Wismut noch mit induziert aktivem Wismut erhalten können; sie entstehen nur bei konzentrierten Poloniumpräparaten.

Es ist möglich, dass das Polonium keine empfindliche Spektralreaktion besitzt. Es wäre notwendig, das Atomgewicht des Metalles an einem reinen und stark konzentrierten Präparat zu bestimmen. Ich habe dies noch nicht gethan, weil die Darstellung eines konzentrierten Präparates schwierig ist. Ich würde mich freuen, wenn das Verfahren von Herrn Marckwald leicht zum Ziele führen sollte.

Jedenfalls habe ich die Hoffnung, das Polonium rein darzustellen, nie aufgegeben und arbeite jedesmal daran, wenn ich eine genügende Menge von radioaktivem Wismut zur Verfügung habe.

Das Polonium von Herrn Marckwald scheint dasselbe zu sein wie das unsere. Es begleitet das aus Uranerz stammende Wismut und sendet äusserst stark absorbierbare Strahlen aus, ebenso wie unsere Präparate. Der Unterschied würde

1) Curie, Compt. rend. **134**, 85.
2) Compt. rend., Juli 1898 und Dezember 1898.
3) Compt. rend. Demarçay, December 1898, November 1899, Juli 1900; Curie, November 1899, August 1900, Juli 1902.
4) Curie, Compt. rend. 6. November 1899.

1) Curie, Congrès de Physique 1900.

darin bestehen, dass das Polonium von Herrn Marckwald keine Aktivitätsabnahme erfährt. Wenn aber die Aktivitätsabnahme ebenso vor sich geht wie bei unseren Präparaten, so kann sie im Laufe einiger Monate nur durch Messungen festgestellt werden. So hat, beispielsweise, eines unserer Poloniumpräparate die Hälfte seiner Aktivität in elf Monaten verloren, und zeigte nach Verlauf dieser Zeit noch immer starke entladende und photographische Wirkung. Die Aktivitätsabnahme muss an reinen Präparaten gemessen werden. Radioaktives aus Uranerzen stammendes Wismut kann Spuren von Radium enthalten. Es ist mir nicht bekannt, ob Herr Marckwald Aktivitätsmessungen an reinen Präparaten einige Monate hindurch ausgeführt hat.

Wir besitzen metallisches poloniumhaltiges Wismut, welches noch immer sehr stark aktiv ist.

Es würde sehr wünschenswert sein, dass die Arbeiten über radioaktive Stoffe Zahlen enthielten, welche die Aktivität der bereiteten Substanzen angeben. Zu diesem Zwecke kann man die elektrische Leitfähigkeit benutzen, welche durch die Substanzen in bestimmten Verhältnissen in der Luft erzeugt wird. Man kann die Wirkung einer Substanz mit derselben des metallischen Urans vergleichen. Es würde noch besser sein, radiumhaltige Baryumsalze von bestimmter Konzentration (d. h. solche, welche ein bestimmtes Atomgewicht liefern), zu Vergleichsmessungen zu gebrauchen. Dies wird bei weiterer Verbreitung von Radiumpräparaten wohl möglich werden.

Solche Aktivitätsschätzungen sind zwar willkürlich, sie bieten aber ein wertvolles Mittel, um die Ergebnisse verschiedener Arbeiten untereinander zu vergleichen.

(Eingegangen 12. Dezember 1902.)

Die magnetische und elektrische Ablenkung der leicht absorbierbaren Radiumstrahlen.

Von E. Rutherford.

Radium giebt drei verschiedene Strahlengattungen ab:

1. Die α-Strahlen, die von dünnen materiellen Schichten sehr leicht absorbiert werden und den grössten Teil der bei gewöhnlichen Versuchsbedingungen beobachteten Ionisation des Gases hervorrufen.

2. Die β-Strahlen, die aus mit bedeutender Geschwindigkeit fortgeschleuderten negativ geladenen Teilchen bestehen und die in jeder Hinsicht den in einer Vakuumröhre erzeugten Kathodenstrahlen gleichen.

3. Die γ-Strahlen, die vom Magnetfeld nicht abgelenkt werden und ein hohes Durchdringungsvermögen besitzen.

Diese Strahlen differieren ganz bedeutend in ihrem Vermögen, Materie zu durchdringen. Folgende angenäherte Zahlen, welche die Dicke der Aluminiumschicht angeben, nach deren Durchdringung die Intensität auf den halben Wert reduziert ist, veranschaulichen dieses verschiedene Verhalten.

Strahlung	Aluminiumdicke
α-Strahlen	0,0005 cm
β „	0,05 „
γ „	8 „

In vorliegender Arbeit sollen einige Versuche beschrieben werden, aus denen hervorgeht, dass die α-Strahlen durch ein starkes magnetisches und elektrisches Feld abgelenkt werden. Die Ablenkung findet in entgegengesetzter Richtung zu derjenigen der Kathodenstrahlen statt, so dass die Strahlen aus positiv geladenen mit grosser Geschwindigkeit fortgeschleuderten Teilchen bestehen müssen. In einer augenblicklich im „Philosophical Magazine“ im Abdruck befindlichen Arbeit habe ich indirekte experimentelle Belege für die Annahme aufgeführt, dass die α-Strahlen aus fortgeschleuderten Teilchen bestehen. Frühere Versuche, die ich während der letzten zwei Jahre zur Entscheidung dieser Frage unternommen hatte, ergaben negative Resultate. Die magnetische Ablenkung ist nämlich selbst in einem starken Magnetfelde so gering, dass zu ihrer Feststellung und Messung ganz besondere Methoden erforderlich sind.

Bei den früheren Versuchen wurde ein Radiumpräparat von der Aktivität 1000 benutzt; dasselbe gab jedoch keine Strahlen von erforderlicher Intensität ab, um die Versuche so weit zu treiben, wie es nötig gewesen wäre. Die angewandte Methode bestand im wesentlichen darin, dass man die Strahlen durch enge Spalte hindurch liess und beobachtete, ob die Geschwindigkeit der von den heraustretenden Strahlen hervorgerufenen Entladung bei Einschaltung eines Magnetfeldes eine Veränderung erfuhr. Wenn die Strahlen jedoch durch so schmale Spalte hindurch gingen, dass man eine geringe Ablenkung hätte konstatieren können, wurde die Entladungsgeschwindigkeit der austretenden Strahlen zu klein, als dass man sie selbst mit einem empfindlichen Elektrometer hätte messen können.

Ich habe nun aber neuerdings ein Radiumpräparat von der Aktivität 19000 erhalten und bin in der Lage gewesen, durch Anwendung eines Elektroskopes an Stelle des Elektrometers die Versuche auszudehnen und darzuthun, dass die α-Strahlen durchgehends durch ein starkes Magnetfeld abgelenkt werden.

Anmerkung 1. Strutt (Phil. Trans. Roy. Soc. 1900) hat die Vermutung ausgesprochen, dass die α-Strahlen aus positiv geladenen von

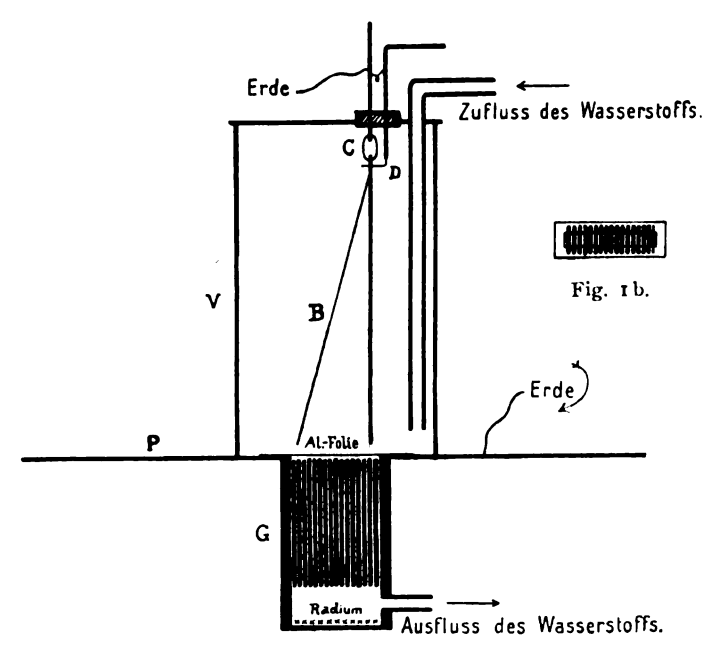


Fig. 1.

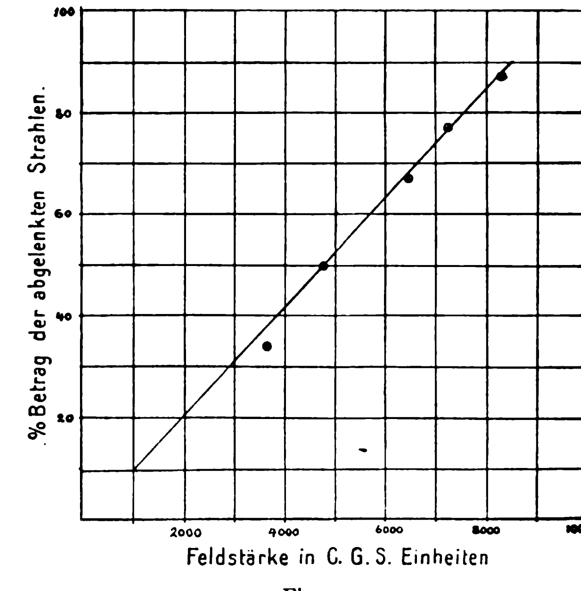


Fig. 2.

der aktiven Substanz fortgeschleuderten Teilchen bestehen. Derselbe Gedanke ist neuerdings von Sir Wm. Crookes (Proc. Roy. Soc. 1902) ausgesprochen worden.

Anmerkung 2. Das Radiumpräparat, dessen Aktivität grösser ist als die der sonst käuflichen, wurde durch gütige Vermittelung des Herrn P. Curie von der Société Centrale des Produits Chimiques bezogen.

Der geringe Betrag der magnetischen Ablenkung der α-Strahlen im Vergleich zu derjenigen der Kathodenstrahlen in der Vakuumröhre geht aus dem Umstand hervor, dass α-Strahlen, die im rechten Winkel zu einem Magnetfelde ausgesandt werden, dessen Intensität 10000 C. G. S.-Einheiten beträgt, einen Kreisbogen von etwa 39 cm Radius beschreiben, während unter denselben Umständen Kathodenstrahlen einen Kreis von etwa 0,01 cm Radius beschreiben würden.

Die magnetische Ablenkung der Strahlen.

Fig. 1 zeigt die allgemeine Anordnung des Versuches. Die von einer dünnen Radiumschicht ausgehenden Strahlen gingen nach oben durch eine Anzahl enger parallel gestellter Spalte und hierauf durch eine dünne Schicht Aluminiumfolie von 0,00034 cm Dicke in das Versuchsgefäss V. Die durch die Strahlen im Versuchsgefäss hervorgerufene Ionisierung wurde durch die Bewegungsgeschwindigkeit der Blätter eines Goldblattelektroskops B gemessen. Dieses war nach der Art eingerichtet, wie C. T. R. Wilson ein solches bei seinen Versuchen über die spontane Ionisierung der Luft benutzt hat. Das Goldblattsystem war innerhalb des Gefässes durch ein Schwefelkügelchen C isoliert und konnte vermittelst eines beweglichen Drahtes D geladen werden, der dann mit der Erde verbunden wurde. Die Bewegungsgeschwindigkeit des Goldblattes wurde vermittelst eines Mikroskops durch kleine Glimmerfensterchen beobachtet, die in den Versuchsgefässen angebracht waren.

Um die Ionisierung im Versuchsgefäss zu erhöhen, liess man die Strahlen durch 20 bis 25 gleichweite Spalte gehen, die nebeneinander angebracht waren. Dies wurde in der Weise eingerichtet, dass man in regelmässigen Zwischenräumen in Seitenplatten Vertiefungen einschnitt und in diese Messingplatten einschob. Ein Durchschnitt dieses Systems von Metallplatten und Lufträumen ist auf Fig. 1b dargestellt.

Die Spaltbreite variierte bei den verschiedenen Versuchen zwischen 0,042 und 0,1 cm.

Das Magnetfeld wurde senkrecht zur Zeichenebene und parallel zur Spaltebene angebracht.

Das Versuchsgefäss und das System von Platten wurden mit einer Bleiplatte P durch Wachs verkittet, so dass die Strahlen nur durch die Aluminiumfolie in das Gefäss V treten konnten.

Bei den Versuchen ist es erforderlich, einen stetigen Gasstrom zur Verfügung zu haben, der zwischen den Platten hindurch nach unten geht, um eine Diffusion der Radiumemanation nach oben in das Versuchsgefäss zu verhindern. Die Anwesenheit auch nur einer kleinen Menge dieser Emanation im Versuchsgefäss würde bedeutende ionisierende Wirkungen haben, und die zu beobachtende Wirkung gänzlich verdecken.

Ein stetiger Strom trockenen elektrolytischen Wasserstoffes von 2 ccm pro Sekunde wurde deswegen ins Versuchsgefäss geschickt, strömte durch die poröse Aluminiumfolie und ging zwischen den Platten hindurch, wobei er die Emanation des Apparats mit sich nahm.

Die Anwendung eines Wasserstoffstromes an Stelle eines solchen von Luft vereinfacht den Versuch, da hierdurch sofort der Ionisationsstrom im Versuchsgefäss, der auf Rechnung der α-Strahlen kommt, vermehrt und der von den β- und γ-Strahlen herrührende bedeutend verringert wird.

Dies ergiebt sich ohne weiteres aus dem Umstande, dass die α-Strahlen viel leichter in Luft als in Wasserstoff absorbiert werden, während die von den β- und γ-Strahlen herrührende Erzeugung von Ionen in Wasserstoff viel beträchtlicher ist als in Luft. Die Intensität der α-Strahlen ist demgemäss nach ihrem Durchgang zwischen den Platten im Wasserstoff grösser als in Luft, und da die Strahlung im Versuchsgefäss durch eine hinreichend dicke Wasserstoffschicht geht, um in hohem Masse absorbiert zu werden, ist der Gesamtbetrag der von den α-Strahlen in Wasserstoff hervorgerufenen Ionisierung grösser, als wenn Luft zur Verwendung kommt.

Mit dem grössten Elektromagneten des Laboratoriums war ich nur im stande, etwa 30 Proz. von den α-Strahlen abzulenken. Durch das freundliche Entgegenkommen von Herrn Professor Owens vom Electrical Engineering Department wurde ich jedoch in die Lage versetzt, den oberen Teil des Feldmagneten einer Edisonschen Dynamomaschine von 40 Kilowatt zu benutzen. Augenblicklich werden geeignete Polstücke hergestellt, mit denen man ein starkes Magnetfeld über beträchtliche Flächenausdehnung wird herstellen können; aber auch schon mit unvollkommenen Polstücken war ich in der Lage, ein genügend starkes Feld herzustellen, um alle α-Strahlen vollständig ablenken zu können.

Im folgenden will ich ein Beispiel geben von einer Beobachtung der magnetischen Ablenkung: Polstücke $1{,}90 \times 2{,}50$ cm, Feldstärke zwischen den Polstücken 8370 Einheiten, Apparat von 25 parallelen Platten von 3,70 cm Länge, einer Breite von 0,70 cm und einem durchschnittlich 0,042 cm betragenden Luftraum zwischen den Platten, Entfernung des Radiums von den Platten 1,4 cm (unterhalb).

	Entladungsgeschwind. des Elektroskops in Volt pro Minute
1. Ohne Magnetfeld	8,33
2. Mit Magnetfeld	1,72
3. Radium mit dünner Glimmerschicht zur Absorption aller α-Strahlen	0,93
4. Radium mit Glimmer bedeckt bei Einschaltung des Magnetfeldes	0,92

Die Glimmerplatte war 0,01 cm dick, was zur Absorption sämtlicher α-Strahlen vollständig ausreichte, den β- und γ-Strahlen jedoch ohne nennenswerte Absorption den Durchgang gestattete. Die Differenz zwischen 1. und 3., nämlich 7,40 Volt pro Minute, giebt die allein auf Rechnung der α-Strahlen kommende Entladungsgeschwindigkeit; der 0,79 Volt pro Minute betragende Unterschied zwischen 2. und 3. rührt von den vom angewandten Magnetfelde nicht abgelenkten α-Strahlen her.

Der durch das Feld nicht abgelenkte Betrag von α-Strahlen macht also 11 Proz. der Gesamtmenge aus. Die kleine Differenz zwischen 2. und 4. enthält die geringe von den β-Strahlen herrührende Ionisierung, da sie durch das Magnetfeld vollständig abgelenkt worden wären. Es ist wahrscheinlich, dass die von den β-Strahlen herrührende Ionisierung ohne Magnetfeld in Wirklichkeit stärker war; aber das magnetische Restfeld, das in den Magneten nach Unterbrechung des Stromes zurückblieb, war stark genug, um sie vor Erreichen des Versuchsgefässes vollständig abzulenken.

No. 4 enthält die Wirkung der γ-Strahlen, zugleich mit dem natürlichen Ladungsverlust des Elektroskops im Wasserstoff.

Bei diesen Versuchen spielte auch ein ziemlich starkes diffuses Magnetfeld eine Rolle, das auf die Strahlen einwirkte, bevor es noch die Polstücke erreichte. Die Verteilung dieses Feldes an den verschiedenen Teilen des Apparates ist graphisch in Fig. 3 dargestellt.

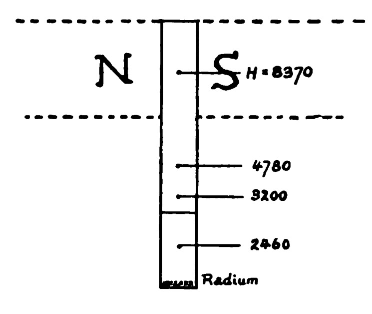


Fig. 3.

Folgende Tabelle zeigt die von den α-Strahlen herrührende Entladungsgeschwindigkeit für verschiedene magnetische Feldstärken. Der Maximalwert ohne Magnetfeld ist gleich 100 gesetzt. Diese Ergebnisse sind graphisch in Fig. 3 dargestellt.

Magnetfeld zwischen den Polstücken	Entladungsgeschwindigkeit herrührend von α-Strahlen
0	100
3720	66
4840	50
6500	33
7360	23
8370	11



Die Kurve in Fig. 2 zeigt, dass die Ablenkung dem Magnetfeld angenähert proportional ist.

Bei einem anderen Apparat, bei dem der mittlere Luftraum 0,055 cm betrug, wurden die Strahlen vollständig abgelenkt durch ein gleichförmiges Magnetfeld von 8400 Einheiten, das sich über die Länge der Platten ausdehnte, d. h. über eine Entfernung von 4,5 cm.

Richtung der Strahlenablenkung.

Um die Richtung der Ablenkung zu bestimmen, wurden die Strahlen durch 1 mm breite Spalte hindurchgelassen. Jeder Spalt war etwa zur Hälfte mit einer Messingplatte bedeckt, in der Lufträume ausgeschnitten waren, die genau dem System von Parallelplatten entsprachen. Fig. 4 stellt einen vergrösserten Durchschnitt der Platten dar, wobei die Metallplatte c den Spalt AB halb bedeckt. Wenn ein Magnetfeld eingeschaltet wird, das nicht die erforderliche Stärke hat, um alle Strahlen abzulenken, muss

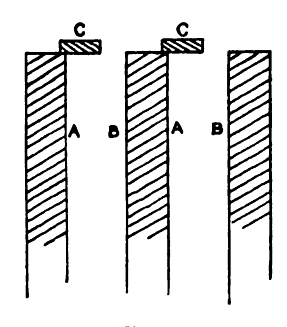


Fig. 4.

die Entladungsgeschwindigkeit im Versuchsgefäss dann, wenn die Strahlen in der Richtung von A nach B abgelenkt werden, bedeutend grösser sein, als wenn das Magnetfeld kommutiert wird, d. h. wenn die Strahlen von B nach A abgelenkt werden. Dies wurde denn auch wirklich konstatiert; denn während die Entladungsgeschwindigkeit nicht bedeutend verringert wurde, wenn das Feld in der einen Richtung eingeschaltet wurde, fand man bei Umkehrung des Feldes eine Herabsetzung auf etwa ein Viertel des Wertes. Auf diese Weise wurde festgestellt, dass die Richtung der Ablenkung im Magnetfelde derjenigen der Kathodenstrahlen gerade entgegengesetzt ist, d. h. dass die Strahlen aus positiv geladenen Teilchen bestehen.

Elektrostatische Ablenkung der Strahlen.

Der Apparat war ähnlich dem, der bei der magnetischen Ablenkung benutzt wurde, nur dass die Seitenstücke aus Messing, welche die Platten festhielten, durch solche aus Ebonit ersetzt wurden.

25 Platten wurden verwandt; ihre Länge betrug 4,50 cm, ihre Breite 1,5 cm und der Luftraum im Mittel 0,055 cm. Das Radium befand sich 0,85 cm unterhalb der Platten. Die Platten wurden abwechselnd miteinander verbunden und vermittelst einer Batterie von kleinen Akkumulatoren auf eine Potentialdifferenz von 600 Volt geladen. Ganz ebenso wie bei dem magnetischen Versuche wurde mit einem Wasserstoffstrom gearbeitet.

Bei einer Potentialdifferenz von 600 Volt wurde eine andauernde Differenz von 7 Proz. in der Entladung der α-Strahlen beobachtet, je nachdem das elektrische Feld aus- oder eingeschaltet war. Eine grössere Potentialdifferenz konnte nicht benutzt werden, da dann bei Anwesenheit von Radium zwischen den Platten ein Funke überging.

Der Betrag der Ablenkung war bei diesem Versuche zu klein, als dass man die Richtung der Ablenkung durch das elektrische Feld hätte bestimmen können.

Bestimmung der Geschwindigkeit der Strahlen.

Es ist schwer, mit Sicherheit den Wert der Krümmung des Strahlenweges in einem gegebenen Magnetfelde aus dem prozentualen Betrage der abgelenkten Strahlen zu bestimmen, in Anbetracht des Umstandes, dass ein Teil der ursprünglich die Seiten der Parallelplatten treffenden Strahlen in der Weise abgelenkt wird, dass er in das Versuchsgefäss geht.

Aus den durch Beobachtung des Wertes des Magnetfeldes für vollständige Ablenkung der Strahlen gewonnenen Daten konnte ich jedoch folgern, dass

$$H\varrho = 390000,$$

wo H die magnetische Feldstärke, und ϱ der Krümmungsradius des Strahlenweges ist.

Dies giebt den oberen Grenzwert für $H\varrho$. Durch Anwendung der gewöhnlichen Gleichungen für die Ablenkung eines sich bewegenden geladenen Körpers konnte ich den Schluss ziehen, dass die Geschwindigkeit V der Strahlen gegeben ist durch

$$V = 2,5 \cdot 10^9 \text{ cm pro Sek.},$$

und dass der Wert $\frac{e}{m}$, d. h. das Verhältnis der Ladung des geladenen Teilchens zu seiner Masse, gegeben ist durch

$$\frac{e}{m} = 6 \cdot 10^3.$$

Diese Resultate sind nur rohe Annäherungen und geben bloss die Grössenordnungen an, da die beobachteten elektrischen Ablenkungen für genaue Beobachtungen zu klein waren.

Die Versuche werden mit einem besonderen Apparate fortgesetzt und es ist Aussicht dazu

vorhanden, dass viel bedeutendere elektrostatische Ablenkungen werden erzielt werden können, so dass die Konstanten der Strahlen viel genauer zu bestimmen sein werden.

Die α-Radiumstrahlen sind also den von Goldstein beobachteten Kanalstrahlen ähnlich, von denen Wien gezeigt hat, dass sie aus mit bedeutender Geschwindigkeit fortbewegten positiv geladenen Körperchen bestehen. Die Geschwindigkeit der α-Strahlen ist jedoch viel bedeutender als die der Kanalstrahlen.

Anmerkung. Die α-Strahlen sind komplex und bestehen wahrscheinlich aus Teilchen, die mit innerhalb gewisser Grenzen liegenden Geschwindigkeiten fortgeschleudert werden; denn die Strahlungen enthalten auch die über das ganze Radiumpräparat verteilten α-Strahlungen der Emanation und induzierten Aktivität.

Das verschiedene Durchdringungsvermögen dieser Strahlen dürfte der Verschiedenheit der Geschwindigkeit oder Masse der fortgeschleuderten Teilchen zuzuschreiben sein.

Allgemeine Betrachtungen.

Die Uranium-, Thorium- und Radiumstrahlungen, sowie die von Emanationen und sekundär aktiven Körpern ausgehenden Strahlen enthalten sämtlich einen erheblichen Betrag an α-Strahlen. Diese Strahlen weisen, was ihr Durchdringungsvermögen anbelangt, keine erheblichen Unterschiede auf, und es ist wahrscheinlich, dass in allen Fällen diese verschiedenen α-Strahlen aus mit grosser Geschwindigkeit fortgeschleuderten geladenen Teilchen bestehen. In einer früheren Arbeit habe ich gezeigt, dass die Gesamtenergie, die in Form von α-Strahlen von den permanent radioaktiven Körpern ausgestrahlt wird, ungefähr 1000 mal grösser ist, als die in Form von β-Strahlen ausgestrahlte. Dieses Ergebnis wurde auf Grund der Annahme erzielt, dass die Gesamtzahl der von den beiden Strahlentypen erzeugten Ionen, wenn dieselben von der Luft völlig absorbiert werden, ein Mass der Strahlungsenergie abgiebt. Die α-Strahlen sind daher der wichtigste Faktor bei der Energiestrahlung radioaktiver Körper, und folglich führt jede Abschätzung der ausgestrahlten Energie, die allein auf den β-Strahlen basiert ist, zu viel zu kleinen Werten.

Augenblicklich werden Versuche angestellt zur Bestimmung der von den α-Strahlen getragenen Ladung, und hieraus wird sich voraussichtlich die Emissionsgeschwindigkeit der in Form von α-Strahlen von radioaktiven Körpern ausgestrahlten Energie bestimmen lassen.

Der Charakter der α-Strahlen als Emission von körperlichen Teilchen erklärt in ungezwungenster Weise mehrere ihrer wichtigsten Eigenschaften. Auf Grund dieser Anschauung rührt die Ionisierung des Gases durch α-Strahlen von dem Zusammenprall der fortgeschleuderten Massen mit den Gasmolekülen. Die Veränderung der Produktionsgeschwindigkeit der Ionen mit dem Gasdruck und die mit der Dichte veränderliche Absorption der Strahlen in festen Körpern und Gasen ergiebt sich ohne weiteres. Ebenso wird der auffällige Umstand, dass die Absorption der α-Strahlen in einer gewissen materiellen Schichtendicke bei Bestimmung nach der elektrischen Methode mit der vorher durchdrungenen Schichtendicke zunimmt, in einfachster Weise erklärt. Man braucht nur die Annahme zu machen, dass die Geschwindigkeit der fortgeschleuderten Teilchen infolge des Zusammenpralles mit den Molekülen des absorbierenden Mediums abnimmt und daher das Ionisationsvermögen der Strahlen eine schnelle Verminderung erleidet.

Dies ist sehr wahrscheinlich der Fall, da kein Zweifel darüber zu bestehen scheint, dass der positive Ladungsträger das Gas unterhalb einer gewissen Geschwindigkeit, die im Vergleich zu der Translationsgeschwindigkeit der Moleküle sehr bedeutend ist, nicht zu ionisieren vermag.

Es ist von Interesse, die Rolle, welche die α-Strahlen bei radioaktiven Körpern spielen, auf Grund der Ansicht über das Wesen der Radioaktivität zu betrachten, die von Herrn Soddy [1]) und mir im Phil. Mag., September und November 1902, ausgesprochen worden ist. Dort wurde dargelegt, dass Radioaktivität von aufeinander folgenden chemischen Veränderungen herrührt, bei denen neue Typen radioaktiver Substanz fortwährend gebildet werden, und dass die beständige Radioaktivität der bekannten aktiven Substanzen einen Gleichgewichtsprozess darstellt, bei dem die Geschwindigkeit, mit der neue aktive Materie gebildet wird, durch die Aktivitätsabnahme der bereits gebildeten ein Gegengewicht erhält.

Einige sehr interessante Punkte drängten sich im Verlaufe dieser Untersuchungen auf. Es wurde konstatiert, dass die Restaktivität des auf chemischem Wege von Uranium-X und Thorium-X befreiten Uraniums und Thoriums vollständig aus α-Strahlen bestand. Andererseits bestanden die Uranium-X-Strahlungen fast vollständig aus β-Strahlen, während die Thorium-X- sowohl aus α- als aus β-Strahlen bestanden. Ähnliche Ergebnisse gelten wahrscheinlich auch für Radium, da Herr und Frau Curie gezeigt haben, dass in Wasser aufgelöstes und dann zur Trockenheit eingedampftes Radium vorübergehend einen grossen Teil seiner Fähigkeit verliert, β-Strahlen auszusenden.

1) Soddy, Proc. Chem. Soc. 1902. Rutherford und Grier, Diese Zeitschr. **3**, 385, 1902.

Es erscheint also wahrscheinlich, dass die Emission von α-Strahlen von derjenigen der β-Strahlen durchaus unabhängig verläuft.

Es besteht wohl kein Zweifel darüber, dass die Emission von β-Strahlen durch aktive Substanzen eine sekundäre Erscheinung ist, und dass die α-Strahlen die wichtigste Rolle bei den in der radioaktiven Materie vor sich gehenden Veränderungen spielt. Die bisher erzielten Ergebnisse legen die Schlussfolgerung nahe, dass der Beginn der in radioaktiven Körpern stattfindenden Reihe chemischer Veränderungen von der Emission von α-Strahlen herrührt, d. h. von der Fortschleuderung schwerer geladener Massen vom Atom.

Der zurückbleibende Teil ist unbeständig und erfährt weitere chemische Veränderungen, die wiederum von der Emission von α-Strahlen und in manchen Fällen auch von β-Strahlen begleitet sind.

Das Vermögen, das radioaktive Körper besitzen, in anscheinend spontaner Weise bedeutende Massen mit ungeheuerer Geschwindigkeit auszusenden, liefert eine Stütze für die Auffassung, nach der die Atome dieser Substanzen wenigstens zum Teil aus schnell rotierenden oder oscillierenden Systemen schwerer geladener Körper bestehen, die gross sind im Vergleich mit dem Elektron.

Das plötzliche Entweichen dieser Massen aus ihren Bahnen mag auf Rechnung der Einwirkung innerer oder äusserer Kräfte kommen, von denen wir augenblicklich keine Kenntnis haben.

Es folgt auch aus der projektiven Natur der Strahlen, dass radioaktive Körper Gewichtsverluste erleiden müssen, wenn sie in versiegelten Gefässen aufbewahrt werden, die so dünn sind, dass die α-Strahlen entweichen können. Eine solche Abnahme ist kürzlich von Heydweiller[1]) beobachtet worden, allerdings anscheinend unter Bedingungen, bei denen die α-Strahlen in der die aktive Materie enthaltenden Röhre reichlich absorbiert werden würden.

Bemerken will ich, dass es sehr wichtig wäre, zu entscheiden, ob der von Heydweiller beobachtete Gewichtsverlust von einer Gewichtsabnahme des Radiums selbst oder von einer solchen der Glashülle herrührt, denn bekanntlich erzeugen Radiumstrahlen schnelle Färbungen der ganzen Glasröhre, so dass es möglich wäre, dass eine chemische Veränderung bis an die Oberfläche des Glases geht und die beobachteten Wirkungen hervorruft.

1) Diese Zeitschr. **4**, 81, 1902.

Mc. Gill University, Montreal, 10. Nov. 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 5. Dezember 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalisch-mechanischen Institute von Prof. Dr. M. Th. Edelmann.

Nr. 3[1]): M. Th. Edelmann, Funkenmikrometer.

Da bei der ursprünglichen Einrichtung des Riessschen Funkenmikrometers die metallische Fassung für die Entladungskugeln und die Klemmschrauben störend wirken, wurde folgende Konstruktion mit Erfolg versucht.

Auf dem Ende *R* (Fig. 1) einer prismatischen Bahn und auf dem vermittels Mikrometereinrichtung *k T i*, bezüglich seiner jeweiligen Stellung wie gewöhnlich ablesbaren Schlitten *S* sind zwei Hartgummisäulen *A* und *B* befestigt. Dieselben sind nach oben zu verjüngt und so abgebogen, dass sich ihre Enden *a b* einander stark nähern. Dadurch treten gegenüber den

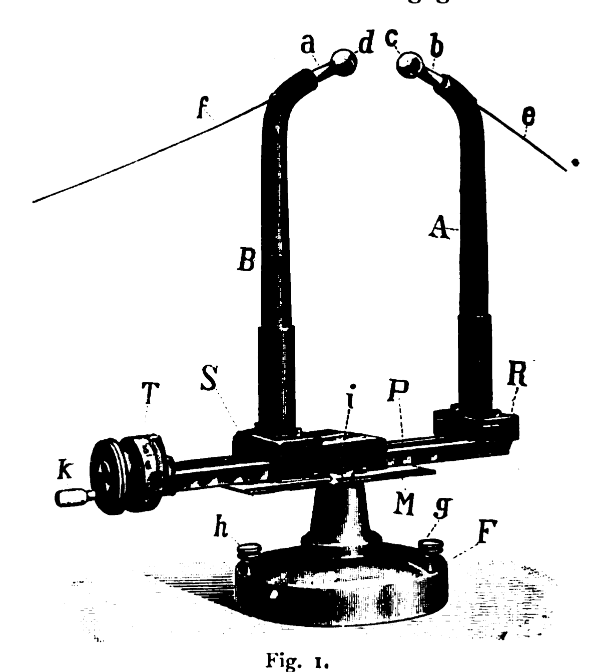


Fig. 1.

Entladungskugeln *c d* und der Funkenstrecke sowohl das Isoliermaterial als auch die Zuleitungsdrähte *a f* genügend in den Hintergrund; auch durch die in Fig. 2 detailliert gezeichnete Art und Weise der Verbindung zwischen den Zuleitungsdrähten und Entladekugeln entsteht keine Veranlassung zu Unregelmässigkeiten der die Kugeln umlagernden äquipotentiellen Flächen.

Die millimeterdicken Leitungsdrähte *e f* sind zunächst vermittels eines dem Apparate beigegebenen Gewindeschneiders mit Gewinde versehen worden. In passendem Abstande bei *p* und *r* werden hierauf diese Drähte durch einen Hammerschlag auf harter Unterlage in schmaler Strecke breit geschlagen, so dass die millimeterweit ausgebohrten und über die Drahtenden übergesteckten Hartgummikügelchen *m n*

1) Nr. 2: Diese Zeitschr. **3**, 525, 1902.

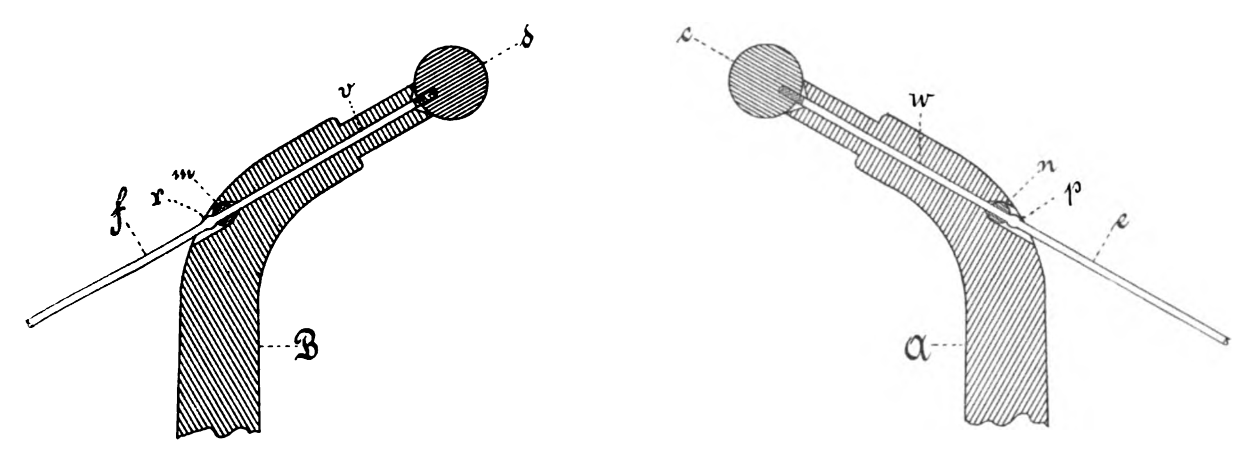


Fig. 2.

Stützpunkte finden. Endlich werden die Zuleitungsdrähte durch die Ausbohrungen *v w* der Hörner *A B* gesteckt und die Kugeln *c d* auf die Leitungsdrähte aufgeschraubt, wobei sich die Hartgummikügelchen *m n* gegen passende Erweiterungen der Ausbohrungen *v w* stemmen. Die Kugeln können, um neue Flächen für die Entladung darzubieten, gedreht werden.

Das Ganze ist über einem schweren, mit Blei ausgegossenen Fuss *F* aufgebaut. Drei schlanke Stahlspitzen *h. g, (u)* können aus dem Fuss hervorgeschraubt und in die Tischplatte eingedrückt werden.

Dem Apparate sind drei verschieden grosse Kugelpaare (5, 10, 15 mm) beigegeben. Fig. 1 ist 1 : 4,5 der natürlichen Grösse. Ablesemöglichkeit bis 0,001 mm.

München, 9. Dezember 1902.

(Eingegangen 15. Dezember 1902).

Untersuchung über das Selbsterregen der dynamo-elektrischen Maschinen.

(II. Teil.)

Von Leo Finzi.

Abhängigkeit der Selbsterregung von der Tourenzahl.

Diese Abhängigkeit wurde an einer vierpoligen Stahlmaschine von einer Leistung von 220 Volt und 250 Ampère untersucht. Die Maschine hat Trommelanker mit Reihenschaltung; der Anker besitzt 105 Nuten und in jeder derselben sind 2 Stäbe eingebettet. Der Ankerdurchmesser beträgt 440 mm, der Luftzwischenraum 3,5 mm. Die Polkerne tragen Pollappen, deren Breite sich zur Polteilung wie 4 : 5 verhält. Die Magnetwindungszahl pro Pol ist 2600.

Die Maschine läuft normal bei 700 Touren, und wurde bei 450, 485, 580, 700 und 800 geprüft. Hierbei musste natürlicherweise der Widerstand des Erregerkreises konstant und die Remanenzspannung am Anfang jedes Versuches proportional der Tourenzahl sein. Die Remanenz, in Volt pro Umdrehung ausgedrückt, ist im wesentlichen konstant, wie aus den Tabellen 7 bis 11 ersichtlich. Die Touren blieben auch bei jeder Versuchsreihe konstant. Entsprechend den oben angegebenen Tourenzahlen war die Zeit der Selbsterregung gleich 2 Minuten und 25 Sekunden, bezw. 1′50″, 50″, 30″ und 25″. Der Wert der Spannung im Beharrungszustande betrug 99,6 bezw. 116,1. 159, 212 und 265,2 Volt.

Auch hier (siehe Figur 6) steigt die Spannung zuerst langsam, dann schneller und dann wieder langsamer; die beiden Kniee werden bei Verkleinerung der Tourenzahl immer flacher und der geradlinige Teil zwischen denselben immer kürzer.

Die Kurve $t=f(n)$ der Figur 7 stellt die Abhängigkeit der Dauer des Vorganges von der Tourenzahl der Maschine dar. Die Abscissen sind die Tourenzahlen pro Minute, die Ordinaten sind die zugehörigen Zeiten, die nötig wurden, um die Spannung auf ihren vollen konstanten Wert zu bringen. Auch hier zeigt sich der hyperbolische Charakter der Kurve. Bei abnehmender Tourenzahl steigt die Zeit der Selbsterregung sehr rasch, und die Kurve nähert sich fast asymptotisch der Ordinatenachse. Die Kurve $t=f([i_m]_{max})$, welche die Dauer der Selbsterregung als Funktion des maximalen Erregerstromes darstellt, verläuft ähnlich wie die vorige. Hierbei sind die Abscissen die Erregerstromstärken im Beharrungszustande (in Ampère) und die Ordinaten die Zeiten der Selbsterregung (in Sekunden). Die Kurve $E=f(i_m)$ stellt die statische Charakteristik der Maschine bei 700 Touren dar.

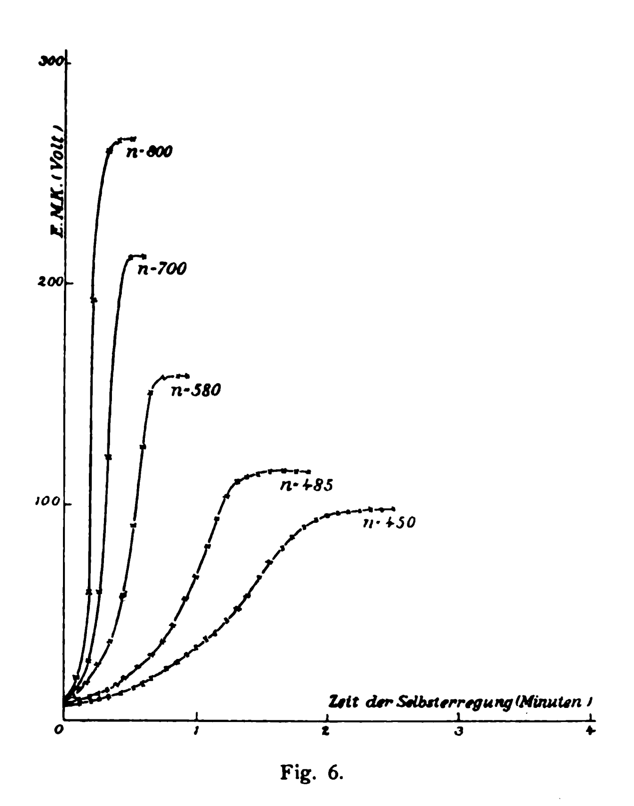


Fig. 6.

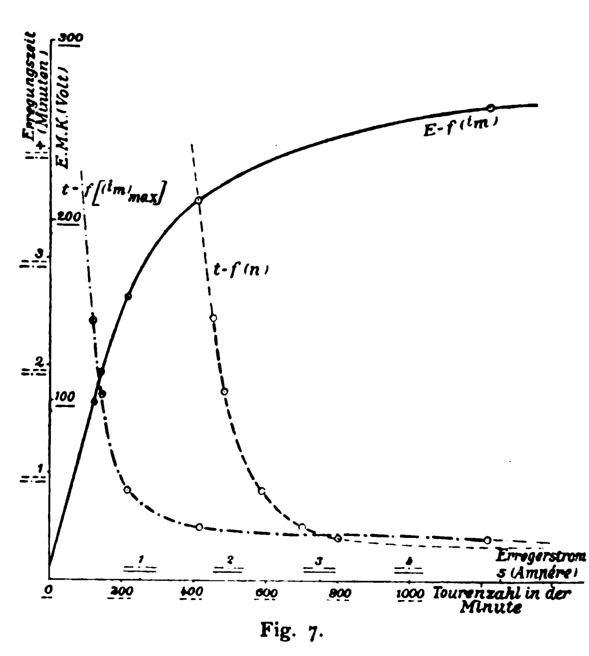


Fig. 7.

Abhängigkeit der Selbsterregung von der Grösse der Remanenz.

Dieselbe Maschine wurde bezüglich dieser Abhängigkeit untersucht. Die Tourenzahl und der Widerstand des Erregerkreises blieben konstant, während die Grösse der Remanenz jedesmal verändert wurde. In der Tabelle 12 ist die Remanenzspannung 4,24 Volt und dabei dauert das Ansteigen 30 Sekunden. In der Tabelle 13 ist die Remanenzspannung 3,59 Volt und das Ansteigen der Spannung dauert 35″. Bei den kleineren Remanenzen (Tabellen 14 bis 22) von 3,16, 2,2, 1,79, 1,37, 1,14, 0,995, 0,692, 0,057, 0,044 Volt ist die Dauer des Selbsterregens 35″ bezw. 40″, 50″, 1′, 1′, 1′15″, 1′35″.

Der Einfluss der Remanenz zeigt sich nur in dem ersten Teile der Kurven (Figur 8); bis zu dem ersten Knie ist die Entwickelung der Spannung bei kleineren Remanenzen viel langsamer. In der Figur 8 rechts sind diese Teile der Kurven zur besseren Übersicht in vergrössertem Massstabe gezeichnet; von dem unteren Knie an verlaufen alle Kurven gleich und erreichen dieselbe Maximalspannung.

Figur 9 enthält die Zusammenstellung der Resultate. Die Kurve $t = f([i_m]_{max})$ ist eine zur Ordinatenachse parallele Gerade. Die Kurve $t = f(E_{rem})$, welche die Abhängigkeit der Zeitdauer der Selbsterregung von der Grösse des remanenten Magnetismus der Maschine darstellt, ist gegen die Abscissenachse geneigt und würde dieselbe bei 225 Volt durchschneiden, denn es würde, falls die Remanenzspannung gleich der Spannung im stationären Zustande wäre, die Zeit der Selbsterregung gleich Null sein.

Für kleinere Remanenzen steigt die Kurve sehr rasch und nähert sich asymptotisch der Ordinatenachse; erst bei einer unendlich kleinen Remanenz würde das Ansteigen unendlich lange dauern, denn eine Selbsterregung der Maschine wäre ohne Remanenz nicht möglich.

Versucht man das Problem rechnerisch zu verfolgen, so sieht man, dass die Formeln der Erscheinung nicht gerecht werden. In seiner Allgemeinheit lässt sich das Problem nicht lösen, und unter Vereinfachungen und Annahmen kommt man zu Resultaten, welche mit den Versuchsergebnissen nicht übereinstimmen. In dem einfachsten Falle der Nebenschlussmaschine mit offenem äusseren Stromkreise, wobei die von dem kleinen, nur zur Selbsterregung dienenden Ankerstrome auf das magnetische Feld ausgeübte Rückwirkung und die Selbstinduktion der durch die Bürsten kurz geschlossenen Ankerwindungen wohl vernachlässigt werden dürfen, lässt sich die Grundgleichung aufstellen:

$$1) \qquad Ri = c\,n\,\varphi - m\,\frac{d\varphi}{dt}.$$

Der Posten $c\,n\,\varphi$ stellt die durch die Drehung des Ankers in diesem induzierte E.M.K. dar, welche proportional der Tourenzahl n und dem Kraftlinienflusse ist, und der Posten $-m\,\frac{d\varphi}{dt}$

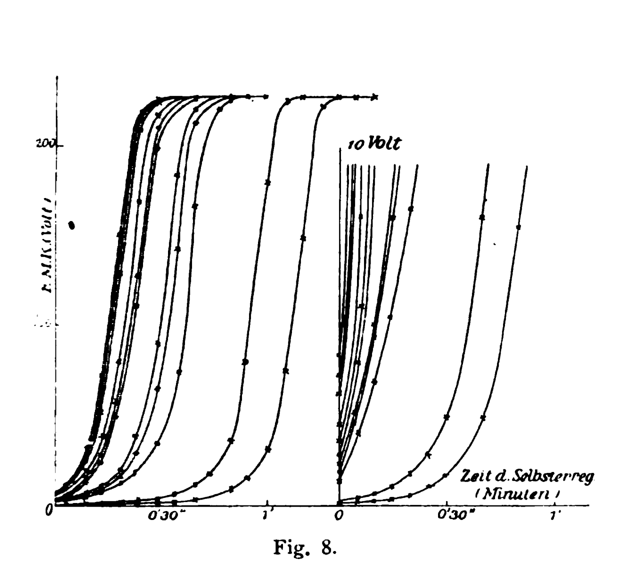


Fig. 8.

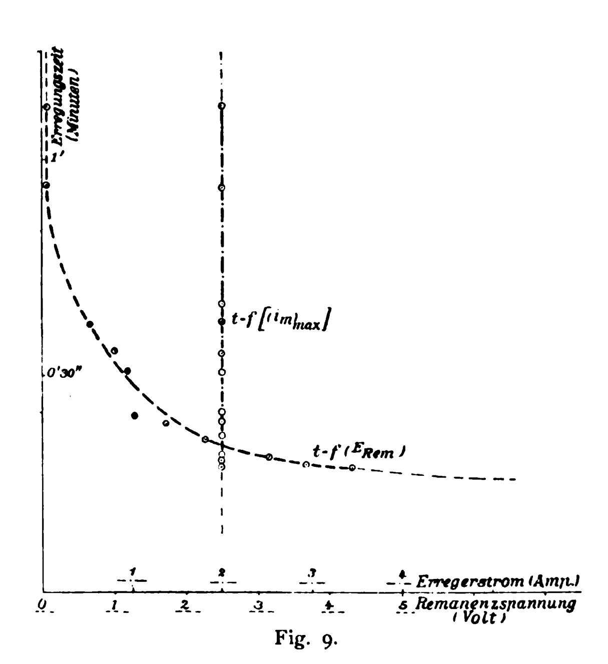


Fig. 9.

stellt die durch die Veränderung des Kraftlinienflusses in den m-Windungen der Magnetspulen induzierte, der E.M.K. des Ankers entgegengerichtete elektromotorische Kraft der Selbstinduktion dar. Nach Eintreten des Beharrungszustandes nehmen i und φ die konstanten Werte $\mathfrak{J}$ und Φ an, $\frac{d\varphi}{dt}$ wird gleich Null, und die E.M.K. der Selbstinduktion tritt nicht mehr auf. Es gilt folglich als Gleichung des dynamo-elektrischen Gleichgewichtes:

$$2) \qquad R\mathfrak{J} = c\,n\,\Phi.$$

Will man die Gleichung (1) integrieren, um in einem beliebigen Augenblicke den Wert des Kraftlinienflusses zu ermitteln, so stösst man zuerst auf die Frage: wie hängt der Kraftlinienfluss von dem erregenden Strome ab? Man hat in der Praxis davon Abstand genommen, die magnetische Induktion als Funktion der magnetisierenden Kraft analytisch ausdrücken zu wollen, und man begnügt sich gewöhnlich mit der **Hopkinson**schen Kurve, d. h. mit der graphischen Darstellung dieser Funktion, deren Grundlage durch die experimentell ermittelten Induktionskurven gegeben ist. Beschränkt man sich auf den Fall einer so kleinen konstanten Tourenzahl oder eines so grossen Widerstandes des Erregerkreises, dass die Maschine schwach gesättigt sei und im stationären Zustande noch unter dem Knie in dem nahezu geradlinigen Teile der Charakteristik arbeite, so ergiebt sich die Kraftlinienzahl als Summe aus den der Remanenz entsprechenden Kraftlinien Φ_r und den Kraftlinien, die von der erregenden Kraft proportional derselben erzeugt werden. Wenn L den in diesem Falle konstanten Selbstinduktionskoeffizienten der Magnetspulen bedeutet, so ist:

$$\varphi = \Phi_r + \frac{L}{m}\,i$$

und Gleichung (1) wird:

$$c\,n\,\Phi_r = \left(R - c\,n\,\frac{L}{m}\right) i + L\,\frac{di}{dt}.$$

Durch Integration ergiebt sich:

$$i = \frac{c\,n\,\Phi_r}{R - c\,n\,\frac{L}{m}} + \varkappa\,\varepsilon^{-\frac{R - cn\frac{L}{m}}{L}t},$$

wobei $\varkappa$ die Integrationskonstante und ε die Basis des natürlichen Logarithmensystems bedeutet. Die Integrationskonstante $\varkappa$ ist bestimmt durch den Umstand, dass, wenn $t = 0$ ist, dann auch $i = 0$ wird und deshalb

$$\varkappa = \frac{c\,n\,\Phi_r}{R - c\,n\,\frac{L}{m}}.$$

Man erhält dann als Resultat:

$$i = \frac{c\,n\,\Phi_r}{R - c\,n\,\frac{L}{m}}\left(1 - \varepsilon^{-\frac{R - cn\frac{L}{m}}{L}t}\right),$$

und für die E.M.K.:

$$e = cn\left[\Phi_r + \frac{L}{m}\left(\frac{c\,n\,\Phi_r}{R - cn\frac{L}{m}}\left\{1 - \varepsilon^{-\frac{R - cn\frac{L}{m}}{L}t}\right\}\right)\right].$$

Dies ist die Gleichung einer logarithmischen Kurve; erst nach unendlich langer Zeit würde die E.M.K. der Maschine ihren Endwert

$$e = cn\left[\Phi_r + \frac{L}{m}\frac{cn\,\Phi_r}{R - cn\frac{L}{m}}\right]$$

erreichen. Für $t = 0$ wird

$$e = cn\,\Phi_r,$$

d. h. es tritt vor dem Schliessen des Erregerkreises nur die Remanenzspannung auf. Für

$$t = \frac{L}{R - cn\frac{L}{m}} \text{ wird}$$

$$e = cn\left[\Phi_r + \frac{L}{m}\frac{cn\,\Phi_r}{R - cn\frac{L}{m}}\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}\right]$$

$$= cn\,\Phi + cn\frac{L}{m}\frac{cn\,\Phi}{R - cn\frac{L}{m}}\,0{,}632.$$

Hieraus ergiebt sich die Definition der Grösse

$$\frac{L}{R - cn\frac{L}{m}}$$

als „Zeitkonstante“, nämlich als die Zeit, gerechnet vom Moment des Schliessens des Erregerkreises bis zu dem Moment, in welchem derjenige Teil der Spannung, der vom Erregerstrom erzeugt wird, den Wert 0,632 seines praktisch maximalen stationären Wertes erreicht hat.

Die Erfahrung bestätigt dies nicht. Wahrscheinlich liegt der Hauptgrund dieser Nichtübereinstimmung in der magnetischen Verzögerung, welche besonders bei langsamen Änderungen der magnetisierenden Kraft und Eisenmassen mit beträchtlichen Dimensionen es bewirkt, dass nach jeder Änderung der magnetischen Kraft einige Zeit vergeht, bis sich der entsprechende magnetische Zustand vollständig hergestellt hat. Unberücksichtigt in der vorigen theoretischen Ableitung ist ausserdem die hemmende Wirkung der in der ganzen Masse von dem veränderlichen Kraftflusse induzierten Wirbelströme. Zum Schlusse ist zu bemerken, dass die Annahme der Proportionalitätsbeziehung zwischen den magnetisierenden Ampèrewindungen und dem induzierten Kraftlinienfluss auch für schwach gesättigte Stahlmaschinen mit grossem Luftspalte nicht ganz zutreffend ist, da jede Charakteristik sich in ihrem anfänglichen Verlauf etwas konvex gegen die Abscissenachse zeigt.

Tabelle 7—11 (Figur 6): Widerstand und Remanenz konstant, Tourenzahl variabel.

Tabelle 7.

Remanenz $\frac{2.78}{450} = 0.00618$ Tourenzahl = 450

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	2.78	450
2	5″	5.2	450
3	10″	7.4	450
4	15″	9.4	449
5	20″	11.2	448
6	25″	13.3	449
7	30″	15.2	450
8	35″	17 5	450
9	40″	19.8	451
10	45″	22.0	450
11	50″	24.7	449
12	55″	28.0	449
13	60″	31.0	449
14	1′ 5″	35.4	450
15	1′ 10″	40.3	450
16	1′ 15″	45.5	450
17	1′ 20″	51.5	453
18	1′ 25″	58.1	452
19	1′ 30″	65.5	456
20	1′ 35″	72.2	449
21	1′ 40″	80.0	449
22	1′ 45″	86.0	448
23	1′ 50″	91.0	448
24	1′ 55″	94.8	448
25	2′	97.0	448
26	2′ 5″	98.0	448
27	2′ 10″	98.6	448
28	2′ 15″	99.0	448
29	2′ 20″	99.2	448
30	2′ 25″	99.6	448
31	2′ 30″	99.6	448
32	2′ 35″	99.6	447

Tabelle 8.

Remanenz $\frac{3.0}{485} = 0.00619$. Tourenzahl 485.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.0	485
2	5″	6.4	485
3	10″	8.8	485
4	15″	11.0	487
5	20″	13.7	487
6	25″	16.6	484
7	30″	20.1	485
8	35″	24.5	485
9	40″	29.0	480
10	45″	35.8	481
11	50″	43.5	485
12	55″	55.0	485

N	Zeit	E.M.K.	Touren
13	1′	66.0	486
14	1′ 5″	80.5	486
15	1′ 10″	94.1	483
16	1′ 15″	103.0	483
17	1′ 20″	109.0	483
18	1′ 25″	112.3	485
19	1′ 30″	114.0	484
20	1′ 35″	115.2	482
21	1′ 40″	115.6	485
22	1′ 45″	116.0	484
23	1′ 50″	116.1	486
24	1′ 55″	116.0	484

Tabelle 9.

Remanenz $\frac{3.6}{580} = 0.00620$. Tourenzahl 580.

N_0	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.6	581
2	5″	8.8	580
3	10″	16.0	580
4	15″	25.0	580
5	20″	38.0	580
6	25″	58.0	579
7	30″	88.0	579
8	35″	125.0	579
9	40″	151.0	577
10	45″	158.0	577
11	50″	159.0	577
12	55″	159.0	577

Tabelle 10.

Remanenz $\frac{4.3}{700} = 0.00615$. Tourenzahl 700.

N_0	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	4.3	702
2	5″	14.0	700
3	10″	27.0	702
4	15″	60.0	700
5	20″	120.0	698
6	25″	—	698
7	30″	212.0	697
8	35″	212.0	697

Tabelle 11.

Remanenz $\frac{4.9}{800} = 0.00613$. Tourenazhl 800.

N_0	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	4.9	800
2	5″	20.0	800
3	10″	60.0	805
4	15″	172.0	802
5	20″	260.0	800
6	25″	265.2	798
7	30″	265.2	798
8	35″	265.2	798

Tabelle 8—22 (Figur 8):

Tourenzahl und Widerstand konstant, Remanenz variabel.

Tabelle 12.

Remanenz $= \frac{4.24}{700} = 0.0605$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	4.24	700
2	5″	14.0	702
3	10″	36.0	700
4	15″	70.0	698
5	20″	150.0	699
6	25″	216.0	700
7	30″	225.0	700
8	35″	225.0	700

Tabelle 13.

Remanenz $= \frac{3.59}{701} = 0.00512$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.59	701
2	5″	12.0	700
3	10″	30.0	700
4	15″	65.0	700
5	20″	140.0	699
6	25″	216.0	699
7	30″	220.8	699
8	35″	222.0	699
9	40″	224.6	699
10	45″	224.6	699

Tabelle 14.

Remanenz $= \frac{3.16}{698} = 0.00452$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	3.16	698
2	5″	11.0	699
3	10″	25.0	700
4	15″	60.0	700
5	20″	130.0	700
6	25″	208.0	699
7	30″	222.0	699
8	35″	224.2	698
9	40″	224.2	698

Tabelle 15.

Remanenz $= \frac{2.2}{700} = 0.00314$.

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	2.2	700
2	5″	8.0	700
3	10″	16.0	700
4	15″	40.0	700
5	20″	80.0	700
6	25″	168.0	700
7	30″	222.0	700
8	35″	224.0	700
9	40″	224.5	700

Tabelle 16.

$$\text{Remanenz} = \frac{1.79}{700} = 0.00255.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	1.79	700
2	5"	5.5	700
3	10"	11.0	750
4	15"	24.0	700
5	20"	55.1	698
6	25"	130.0	698
7	30"	212.0	698
8	35"	223.2	698
9	40"	224.2	698
10	45"	226.0	700
11	50"	225.6	700

Tabelle 17.

$$\text{Remanenz} = \frac{1.37}{698} = 0.00196.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	1.37	698
2	5"	4.1	701
3	10"	9.8	701
4	15"	21.0	700
5	20"	50.0	698
6	25"	110.0	699
7	30"	196.0	699
8	35"	224.6	699
9	40"	224.8	699
10	45"	226.0	699
11	50"	225.2	696

Tabelle 18.

$$\text{Remanenz} = \frac{1.14}{700} = 0.00162.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	1.14	700
2	5"	3.0	700
3	10"	5.0	700
4	15"	9.0	701
5	20"	18.0	700
6	25"	38.0	699
7	30"	90.0	698
8	35"	184.0	698
9	40"	222.0	700
10	45"	225.2	700
11	50"	225.2	700

Tabelle 19.

$$\text{Remanenz} = \frac{0.995}{700} = 0.00142.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	0.995	700
2	5"	2.5	701
3	10"	4.9	700
4	15"	8.0	698
5	20"	14.0	698
6	25"	29.0	700
7	30"	62.0	702
8	35"	150.0	696
9	40"	216.0	698
10	45"	224.0	700
11	50"	224.4	699
12	55"	226.0	698
13	1'	225.6	697

Tabelle 20.

$$\text{Remanenz} = \frac{0.692}{698} = 0.000991.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	0.692	698
2	5"	2.1	698
3	10"	3.5	698
4	15"	5.2	698
5	20"	8.3	697
6	25"	15.0	697
7	30"	32.0	697
8	35"	74.0	697
9	—	—	—
10	—	—	—
11	50"	220.0	697
12	55"	224.4	697
13	1'	224.4	697

Tabelle 21.

$$\text{Remanenz} = \frac{0.057}{701} = 0.0000813.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	0.057	701
2	15"	0.367	702
3	20"	0.611	698
4	25"	0.978	698
5	30"	1.37	698
6	35"	2.61	700
7	40"	4.24	700
8	45"	8.0	700
9	50"	16.0	701
10	55"	35.0	699
11	1'	80.1	699
12	1' 5"	176.0	699
13	1' 10"	224.0	700
14	1' 15"	224.8	700
15	1' 20"	224.8	700

Tabelle 22.

$$\text{Remanenz} = \frac{0.044}{700} = 0.0000628.$$

N	Zeit	E.M.K.	Touren
1	0	0.044	700
2	5"	0.0815	700
3	10"	0.147	700
4	15"	0.261	700
5	20"	0.4075	700
6	25"	0.587	698
7	30"	0.895	697

N	Zeit	E.M.K.	Touren
8	35"	1.468	698
9	40"	2.44	698
10	45"	4.0	701
11	50"	7.75	700
12	1' 5"	32.0	699
13	1' 10"	75.0	699
14	1' 15"	150.0	699
15	1' 20"	222.0	699
16	1' 25"	224.0	699
17	1' 30"	225.2	698
18	1' 35"	225.4	698

(Eingegangen 19. November 1902.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Zwei Antrittsreden.

Von L. Boltzmann.

Vorwort.

Wiederholt an mich ergangenen Aufforderungen gemäss übergebe ich hier den Inhalt der beiden Vorlesungen dem Drucke, welche ich beim Antritte meiner Lehrthätigkeit an der Universität Leipzig und beim Wiederantritt meiner alten Professur in Wien gehalten habe, obwohl ich überzeugt bin, dass diejenigen, welche diese Vorlesungen nicht schon gehört haben, gewaltig enttäuscht sein werden.

Sie werden eine neue Auflage der philosophisch-kritischen Betrachtungen erwarten, die ich einst in einem Vortrage gelegentlich der Naturforscherversammlung in München vorbrachte. Sie bedenken nicht, dass dort mein Auditorium ein ganz anderes war. Dort bestand es der Mehrzahl nach aus Männern, welche, wenn auch nicht alle in sämtliche Details der theoretischen Physik eingeweiht, doch mit Wissenschaft übersättigt waren, so dass sie immerhin nach den Schweizerpillen der kritischen Philosophie Verlangen haben konnten.

Aber was sollten diese einem Auditorium, wie ich es für die beiden hier wiedergegebenen Vorträge erwartete, einem Auditorium von Jünglingen, die voll Hunger nach Wissenschaft die Lehren derselben erst in sich aufnehmen, nicht wieder von sich geben wollten, die mehr nach einem Appetit reizenden Vorgericht, als nach einem die Verdauung fördernden Nachgericht verlangten.

Das war wenigstens meine Ansicht, mag dieselbe richtig oder falsch gewesen sein. Jedenfalls beurteile man die folgenden beiden Vorträge mit Nachsicht und erwarte darin keinen Tiefsinn, sondern nur harmlose Plauderei.

Wien XVIII/1, Haizingergasse 26,
den 1. November 1902.

Ludwig Boltzmann.

1. Antritts-Vorlesung. Gehalten in Leipzig im November 1900.

Hochansehnliche Versammlung!

Wenn wir neue Gäste in das von uns lange bewohnte Heim einzuführen gedenken, so pflegen wir die Eingangsthür festlich zu schmücken. Ich bin an diese altehrwürdige Universität berufen worden, um Sie einzuführen in den weitläufigen und imposanten Bau der theoretischen Physik. Die Eingangspforte, durch welche wir diesen Bau betreten wollen, ist die analytische Mechanik. Kein Wunder daher, dass ich Ihnen dieselbe in ihrem schönsten Schmucke zeigen möchte, mit dem sie zwar nicht von mir, aber im Verlaufe der Jahrhunderte von den erlesensten Geistern geziert worden ist.

Als echter Theoretiker will ich vor allem äusseren Beiwerke den inneren Kern ins Auge fassen. Die Definition der analytischen Mechanik ist eine sehr einfache. Sie ist die Lehre von den Gesetzen, nach denen die Bewegung der Körper erfolgt. Die Kenntnis dieser Gesetze ist für die Behandlung zahlreicher Maschinen und ähnlicher Vorrichtungen erforderlich, deren einfachste Formen schon im grauen Altertume, so bei den Ägyptern und Babyloniern, bekannt waren. Wir dürfen uns daher nicht wundern, dass die ersten Anfänge der Erforschung mechanischer Gesetze sehr weit zurückreichen. Obwohl es sich hierbei fast immer darum handelte, Körper in Bewegung zu setzen, so beschränkte man sich, abgesehen von wenigen verunglückten Versuchen, bis auf Galilei ausschliesslich auf die Bedingungen des Gleichgewichtes, welche in den damals untersuchten Fällen zusammenfielen mit den Bedingungen, unter denen Körper sich gar nicht bewegen. Es ist merkwürdig, dass man mit der Betrachtung dieses Falles, der nach unserer Definition der Mechanik sich allerdings unter dieselbe subsumiert, aber doch nur als ein ganz spezieller Fall, gewissermassen ein Ausnahmefall, zur Beurteilung der damals gebrauchten Maschinen ausreichte; aber da man von dem eigentlich zu Beschreibenden, der wirklichen Bewegung, gerade absah, so war man zu einer Mechanik im eigentlichen Sinne noch nicht gelangt. Diese beginnt erst mit Galilei, welcher durch ebenso sinnreiche wie fundamentale Versuche die Grundgesetze für die einfachsten Fälle der Bewegung ein für allemal feststellte.

Man hätte nun erwarten können, dass diese Gesetze zunächst auf kompliziertere irdische

Erscheinungen, z. B. das Wachstum eines Grashalmes, angewendet und dadurch erweitert werden würden; allein dies war keineswegs der Fall. Diese und ähnliche für den naiven Beobachter unscheinbare irdische Vorgänge sind uns noch heute vollkommen rätselhaft. Der Fortschritt wurde vielmehr dadurch inauguriert, dass Newton die von Galilei gefundenen Grundgesetze sofort auf die Bewegung des uns Entlegensten, nämlich der Himmelskörper, anwandte und man kann mit Schiller sagen: „Fürwahr, ihn hat kein Wahn betrogen, als er aufwärts zu den Sternen sah!"; denn gerade auf diesem Wege fand Newton jene Erweiterungen und Vervollständigungen der Galileischen Gesetze, welche dann wieder Anwendung auf kompliziertere irdische Bewegungen gestatteten, so dass es ihm gelang, eine Theorie der Bewegung der Körper von solcher Vollendung auszuarbeiten, dass dieselbe bis heute das Fundament nicht nur der Mechanik, sondern der ganzen theoretischen Physik geworden ist.

Auf dieser von Newton geschaffenen Grundlage wurde weiter gebaut von den hervorragendsten Analysten aller Nationen, so Lagrange, Laplace, Euler, Hamilton, und es erwuchs aus der analytischen Mechanik eine Schöpfung, welche wohl mit Recht als Muster für jede mathematisch-physikalische Theorie bewundert wird.

Es gelang zunächst, die Gesetze der Bewegung der starren Körper in Gleichungen zu fassen, so dass jedes derartige Problem auf eine reine Rechenaufgabe zurückgeführt werden kann.

Man machte sich aber auch eine mechanische Vorstellung von dem inneren Baue der festen Körper und Flüssigkeiten, und gelangte so zu Gleichungen, welche die Gesetze der elastischen Eigenschaften der ersteren, ihrer Deformationen, ihrer Festigkeit, sowie der Bewegungen der letzteren ausdrücken. Wenn aber ein Erscheinungsgebiet in Gleichungen gefasst ist, so sieht der Physiker seine Aufgabe für gethan an. Die Auflösung der Gleichungen schiebt er dem Mathematiker zu. Wie weit man entfernt ist, alle diese Gleichungen wirklich lösen, d. h. in allen Fällen daraus wirklich ein anschauliches Bild der betreffenden Vorgänge gewinnen zu können, das zeigt ein Blick auf einen schäumenden Bach oder auf die von einem grossen Dampfer erzeugten Wasserwogen. Wie ohnmächtig ist die Analyse, die Details aller dieser Erscheinungen aus den hydrodynamischen Gleichungen heraus zu lesen. Aber doch liefert die Mechanik auf allen diesen Gebieten Formeln, welche auch für die Praxis von unschätzbarem Werte sind, ebenso für die Konstruktion von Bauwerken, eisernen Brücken und Türmen, wie für die Anlage von Kanälen, Wasserwerken etc., gar nicht zu reden von den zahllosen Maschinen, die von Tag zu Tag in staunenswerter Weise das Werk der Menschenhand nicht nur ersetzen, sondern übertreffen.

Die Übung, mechanisch zu denken, ist in allen Fällen des praktischen Lebens vom höchsten Nutzen und wirkt gestaltend und ausbildend auf das gesamte Geistesleben. Wie ein guter Pädagoge in richtiger psychologischer Kenntnis jeden seiner Mitmenschen gerade so behandelt, wie es dessen Individualität erheischt, so kommt der mechanisch Denkende jedem Mechanismus vom einfachsten bis zum kompliziertesten mit Achtung und Liebe entgegen und letzterer lohnt es, indem er die Wünsche seines Herrn erfüllt, während sich der mechanisch Ungebildete nicht einmal merkt, in welchem Sinne eine Schraube zu drehen ist und unauflöslich fest verbindet, was er gerade trennen will.

Wenn eine Nation grosse Erfolge erzielt hat im Vergleiche mit den in der Nachbarschaft wohnenden, so pflegt sie eine gewisse Hegemonie über die letzteren zu erlangen, ja sie geht nicht selten daran, sie zu unterjochen und sich dienstbar zu machen. Gerade so ergeht es auch mit den wissenschaftlichen Disziplinen. Die Mechanik erlangte bald die Hegemonie in der gesamten Physik. Zunächst unterwarf sich ihr naturgemäss und widerstandslos die Akustik. Die betreffenden Erscheinungen sind aufs innigste mit Bewegungserscheinungen verknüpft, welche freilich so rasch vor sich gehen, dass sie nicht direkt mit dem Auge verfolgt werden können, aber doch ihren rein kinetischen Charakter selbst der bloss oberflächlichen Beobachtung nicht verleugnen können. Ja durch künstliche Mittel kann sowohl die Bewegung der Schallerreger, als auch der in der Luft fortgepflanzten Schallwelle direkt sichtbar und erkennbar gemacht werden. Die Akustik wurde also sofort von der Mechanik als ihre Domäne in Anspruch genommen. Dasselbe geschah auch mit der Optik, als man erkannt hatte, dass das Licht ebenso wie der Schall eine Wellen- und Schwingungserscheinung ist. Freilich war da die Konstruktion eines schwingenden Mediums vollkommen der Phantasie überlassen und stiess auch auf nicht geringe Schwierigkeiten.

Den Feldzug in das Gebiet der Wärmetheorie eröffnete die Mechanik durch die Vorstellung, dass die Wärme eine Bewegung der kleinsten Teilchen der Körper sei, welche eben wegen der Unwahrnehmbarkeit dieser kleinsten Teilchen dem Auge unsichtbar bleibt, aber sich dadurch zu erkennen giebt, dass sie, wenn sie sich den Molekülen unseres Körpers mitteilt, daselbst das Gefühl der Wärme, wenn sie unserem Körper entzogen wird, das Gefühl der Kälte erzeugt. Dieser Feldzug war ein sieg-

reicher, da die geschilderte Hypothese ein sehr klares Bild vom Verhalten desjenigen Agens liefert, welches man Wärme nennt, ein weit vollständigeres, als die frühere Ansicht, dass dieses Agens sich analog wie ein Stoff verhalte.

Elektrizität und Magnetismus wurden den mechanischen Gesetzen untergeordnet durch die Hypothese der elektrischen und magnetischen Fluida, deren Teilchen nach einem Gesetze aufeinander wirken sollten, welches nur eine Modifikation des von Newton für die Wechselwirkung der Weltkörper aufgestellten ist, also durchaus im Boden der reinen Mechanik wurzelt. Auf eine Mechanik der Anziehungs- und Abstossungskräfte, sowie der gegenseitigen Bewegung heterogener Atome suchte man endlich mit vielem Erfolge auch die chemischen Erscheinungen sowie die der Krystallbildung zurückzuführen, welche erstere ja soviel Verwandtschaft mit den Wärmeerscheinungen einer- und den elektrischen Erscheinungen andererseits haben. Von der Gegenbewegung, welche in neuerer Zeit gegen dieses Bestreben der Theorie unternommen wurde, soll später die Rede sein.

Selbst die oberflächlichste Beobachtung zeigt, dass die mechanischen Gesetze nicht auf die unbelebte Natur beschränkt sind. Das Auge ist bis ins kleinste Detail eine optische Dunkelkammer, das Herz eine Pumpe, die Muskulatur ein kompliziertes, nur vom Standpunkt der reinen Mechanik verständliches Hebelsystem, welches die scheinbar verwickeltsten Probleme mit den einfachsten Mitteln löst. So werden alle denkbaren Bewegungen des Auges durch sechs Muskelstränge bewirkt, welche wie ziehende Fäden auf eine um ihren Mittelpunkt bewegliche Kugel wirken; freilich, der volle Ausdruck des Augenaufschlages, das Senken des Blickes, wovon die Novellendichter erzählen, ist durch die äussere Dekoration, das Spiel der Augenlider und Gesichtsmuskel und anderes mitbedingt.

Die Anwendbarkeit der Mechanik erstreckt sich nun weiter in das Gebiet des Geistigen hinein, als man bei oberflächlicher Betrachtung vermuten würde. Wer hätte z. B. nicht schon Beobachtungen gemacht, welche die mechanische Natur des Gedächtnisses belegen? Nicht selten musste ich einst, um mir eine griechische Vokabel ins Gedächtnis zurückzurufen, eine ganze Reihe memorierter homerischer Verse recitieren, wobei sich dann das Wort an der betreffenden Stelle sofort einstellte. Als ich mich wochenlang ausschliesslich mit Hertz' Mechanik befasst hatte, wollte ich einmal mit den Worten „Liebes Herz" einen Brief an meine Frau beginnen und ehe ich mich versah, hatte ich Herz mit tz geschrieben.

Jedermann weiss, wie oft uns die angeborne Weckuhr, die wir im Gedächtnisse besitzen, im Stiche lässt, wenn sie nicht durch besondere Mechanismen (einen Knopf im Taschentuche, Hängen des Regenschirmes über den Winterrock) unterstützt wird. Als ich am Tage der Übersiedlung nach Leipzig ans Fenster ging, um in gewohnter Weise das Thermometer abzulesen, das ich Tags vorher selbst abgeschraubt hatte, rief ich aus: „Ich besitze keinen anderen Mechanismus, der so schlecht funktionierte, wie mein Gedächtnis, um nicht gar zu sagen, als mein Verstand!"

So können wir also in unserem Körper einen kunstvollen Mechanismus erblicken, und auch die Krankheiten desselben sind durch rein mechanische Ursachen erklärbar. Grossen Nutzen hat schon diese Erkenntnis gebracht, indem sie den mechanischen Eingriffen des Chirurgen Weg und Ziel zeigte, indem sie den wahren Mechanismus der Infektionskrankheiten aufdeckte, diese durch Abhaltung der krankheiterregenden Bakterien verhütete, oder durch deren Tötung heilte. In den meisten Fällen freilich stehen wir noch machtlos den Gewalten der Natur gegenüber, aber die Mechanik hilft uns doch, sie zu begreifen, und damit auch zu ertragen.

Wir haben noch der wunderbarsten mechanischen Theorie auf dem Gebiete der biologischen Wissenschaften zu gedenken, nämlich der Lehre Darwins. Diese unternimmt es, aus dem rein mechanischen Prinzipe der Vererbung, welches an sich freilich wie alle mechanischen Urprinzipe dunkel ist, die ganze Mannigfaltigkeit der Pflanzen- und Tierwelt zu erklären.

Die Erklärung der wunderbaren Schönheit der Blumen, des Formenreichtums der Insektenwelt, der Zweckmässigkeit des Baues der Organe des menschlichen und tierischen Körpers, das alles wird hiermit zur Domäne der Mechanik. Wir begreifen, wieso es für unsere Gattung nützlich und wichtig war, dass gewisse Sinneseindrücke uns schmeichelten und von uns gesucht wurden, andere uns abstiessen; wir ersehen, wie vorteilhaft es war, möglichst genaue Bilder der Umgebung in unserem Geiste zu konstruieren und das, was von diesen mit der Erfahrung stimmte, als wahr, streng auseinander zu halten von dem nicht stimmenden, dem Falschen. Wir können also die Entstehung der Begriffe der Schönheit ebensowohl als der Wahrheit mechanisch erklären.

Wir verstehen aber auch, warum nur solche Individuen fortexistieren konnten, welche gewisse höchst verderbliche Einwirkungen mit der ganzen Intensität ihrer Nervenkraft verabscheuten und hintan zu halten suchten, andere für ihre oder die Erhaltung der Gattung notwendige, aber mit gleicher Lebhaftigkeit anstrebten. Wir begreifen so, wie sich die ganze Intensität und Macht unseres Gefühlslebens entwickelte, Lust und Schmerz, Hass und Liebe, Wunsch und Furcht, Seligkeit und Verzweiflung. Geradeso,

wie unsere körperlichen Krankheiten können wir auch die ganze Stufenleiter unserer Leidenschaften nicht loswerden, aber wir lernen sie wiederum begreifen und ertragen.

In erster Linie wird es nun ohne Frage für jedes Individuum von Wichtigkeit sein, dass sein Streben auf die eigene Erhaltung gerichtet ist, und es erscheint der Egoismus nicht als Fehler, sondern als Notwendigkeit. Aber für die Erhaltung der Gattung ist es von grösstem Nutzen, wenn die verschiedenen Individuen sich unterstützen, und beim Zusammenwirken der Einzelne sich dem Ganzen unterordnet. So verstehen wir die Notwendigkeit von Eigensinn und Trotz schon beim Kinde, aber auch von Zusammenhalten und Geselligkeit im gemeinsamen Spiele; wir verstehen an unserem Geschlechte Eigennutz und Mitgefühl, Scham und Begierde, Freiheitsliebe und Knechtssinn, Tugend und Laster, Todesfurcht und Todesverachtung. Welchen Vorteil gewährt es für einmütiges Wirken im Frieden und Kriege, wenn sich der Jüngling für Grosses und Edles, Freundschaft und Liebe, Freiheit und Vaterland begeistert, aber wie leicht artet wieder dieser Trieb zum Phrasentum, zur thatenlosen Schwärmerei aus. Die Empfänglichkeit für Erhebung des Herzens und Begeisterung musste sich daher ebenso notwendig in unserem Geschlechte bilden, wie Nüchternheit und Egoismus, als deren notwendiges Gegengewicht. So begreifen wir aus mechanischen Ursachen, dass der Jüngling für die Poesie Schillers erglüht, und so viele die Dichtungen Heines verurteilen, welche doch wieder auf andere so mächtig und unwiderstehlich wirken. Es muss ja auch das Wasser des aufsteigenden Springbrunnens eine lebendige Kraft besitzen, welche für sich allein im stande wäre, es in den unendlichen Raum hinauszuschleudern; aber ebenso mechanisch notwendig ist die Gegenwirkung der Schwere und des Druckes unzähliger Luftteilchen, die es wieder rechtzeitig zur mütterlichen Erde zurückführen. Wollte man sich pikant ausdrücken, so könnte man sich zur Behauptung versteigen, dass nicht nur das abscheulichste Laster, sondern auch die höchste Tugend gewissermassen eine Verirrung ist, darin begründet, dass unsere angeborenen Triebe übers Ziel hinausschiessen. Denn allzu grosser Idealismus trübt den praktischen Sinn und ist daher das der banausischen Gesinnung entgegengesetzte auch wieder schädliche Extrem. Solche Paradoxa liegen näher, als man glaubt und entstehen immer bei Betrachtung der Dinge von einem einseitigen Standpunkte, wie die Zerrbilder bei Anwendung von Cylinder- oder Kegelspiegeln. In ähnlicher Weise hat man behauptet, dass das Genie eine Geisteskrankheit sei.

Ja nicht einmal für seine Gattung allein kann der Mensch das Ideal beanspruchen. Dadurch, dass er ihn für Untreue peitschte, für Treue fütterte, hat er dem Hunde die Treue gerade so anerzogen, wie der Kuh die reichliche Milchabsonderung, der Gans die grosse Leber. Der anhänglichere Hund wurde im Kampfe ums Dasein vom Menschen stets begünstigt und so wuchs Anhänglichkeit und Treue beim Hundegeschlechte in immer grösserem Masse. Wenn nun, wie es oft vorkommt, ein Hund, der seinen Herrn verloren hat, nicht mehr frisst und vor Gram langsam zu Grunde geht, ist das nicht ein Idealismus, wie wir ihn kaum beim Menschen finden, sicherlich nicht bei Dienern unserer modernen Zeit! Daher war mancher Philosoph versucht, den Hund moralisch höher zu stellen als den Menschen, wie man sich versucht fühlen kann, die automatische Nestbaukunst des Vogels über die mühsam erlernte und Irrtümern unterworfene des Architekten zu stellen.

In der Natur und Kunst herrscht also die allgewaltige Mechanik, sie herrscht auch ebenso in der Politik und dem sozialen Leben. Vermöge des mächtigen Triebes nach Selbständigkeit, von dem wir sahen, dass er sich schon im Kinde mit Notwendigkeit entwickeln muss, lässt sich der Einzelne nur ungern von anderen beherrschen und liebt in gesellschaftlichen Vereinigungen, Städten, Gemeinwesen und im Staate die republikanische Regierungsform. Aber dieser stellen sich auf der anderen Seite wieder mechanische Schwierigkeiten entgegen. Jeder, der öffentlichen Debatten beigewohnt hat, weiss, ein wie schwerfälliger, zu raschem, konsequentem Handeln ungeeigneter Organismus eine öffentliche Versammlung ist und wie häufig diese wegen des geringen Teiles von Verantwortlichkeit, der auf den Einzelnen entfällt, Fehler in der Beschlussfassung macht. Noch erleichtert wird dies durch den Umstand, den Schiller mit den Worten charakterisiert: „Verstand ist stets bei wenigen nur gewesen.“ Aus diesen Ursachen erhellen wieder die Vorteile der Herrschaft Weniger oder eines Einzelnen. So beruht in der That das Zusammenwirken der verschiedenartigsten Persönlichkeiten in Volksversammlungen ebenso wie die meisterhafte Lenkung der widerstrebenden Willensäusserungen der Menge durch einen Einzelnen auf der Mechanik der Psychologie. Bismarck durchschaute die Seele seiner politischen Gegner so klar, wie der Maschinentechniker das Räderwerk seiner Maschine und wusste so genau, wie er sie zu den gewünschten Handlungen zu bewegen habe, als der Maschinist weiss, auf welchen Hebel er drücken muss. Die begeisterte Freiheitsliebe eines Cato, Brutus und Verrina entstammt Gefühlen, die durch rein mechanische Ursachen in ihrer Brust keimten und es erklärt sich wiederum mechanisch, dass

wir mit Behagen in einem wohlgeordneten monarchischen Staate leben und doch gerne sehen, wenn unsere Söhne den Plutarch und Schiller lesen und sich an den Reden und Thaten schwärmerischer Republikaner begeistern. Auch hieran können wir nichts ändern; aber wir lernen es begreifen und ertragen. Der Gott, von dessen Gnade die Könige regieren, ist das Grundgesetz der Mechanik.

Es ist bekannt, dass die Darwinsche Lehre keineswegs bloss die Zweckmässigkeit der Organe des menschlichen und tierischen Körpers erklärt, sondern auch davon Rechenschaft giebt, warum sich oft Unzweckmässiges, rudimentäre Organe, ja geradezu Fehler in der Organisation bilden konnten und mussten.

Nicht anders geht es auf dem Gebiete unserer Triebe und Leidenschaften. Durch die Anpassung und Vererbung konnten sich bloss die Grundtriebe herausbilden, welche im grossen und ganzen für die Erhaltung des Individuums und Geschlechtes notwendig sind. Es ist dabei nicht zu vermeiden, dass in einzelnen Fällen diese Grundtriebe falsch wirken und unnütz, ja sogar schädlich werden. Oft schiessen die uns angeborenen Triebe gewissermassen über das Ziel hinaus. Die Kraft, mit der sie sich unserem Geiste assoziiert haben, um gewisse Wirkungen zu erzielen, ist so enorm, dass wir sie nicht sofort wieder loswerden können, wenn diese Wirkungen erzielt sind und nunmehr der zur Gewohnheit gewordene Trieb überflüssig oder schädlich ist. So übertrifft für das neugeborene Kind der Trieb des Saugens alle anderen an Wichtigkeit; kein Wunder daher, dass er auch alle anderen an Intensität übertrifft und später lästig wird, wenn das schon vernünftig gewordene Kind ihn oft unglaublich lange nicht mehr loswerden kann. Die Erwachsenen belächeln dies und doch nimmt bei ihnen das unzweckmässige und verkehrte Fortwirken des zur Erhaltung der Art dienenden Triebes nicht selten noch viel absurdere Formen an.

Analoge Erscheinungen finden sich auf rein geistigem Gebiete. So haben wir unsere Gefühle so sehr an bestimmte Vorstellungen und Eindrücke assoziiert, dass uns eine geschickt abgefasste erfundene Erzählung oder ein Theaterstück weit mehr zu Herzen geht als ein kurzer wahrheitsgetreuer Bericht eines wirklichen Unglückes von Personen, die uns ferne stehen.

Ähnliche Wirkungen kommen im Gebiete des philosophischen Denkens vor. Wir sind gewohnt, den Wert oder Unwert der verschiedenen Dinge zu beurteilen, je nachdem sie für unser Leben förderlich oder schädlich sind. Dies wird uns so zur Gewohnheit, dass wir schliesslich über den Wert oder Unwert des Lebens selbst urteilen zu können glauben, ja dass über dieses verkehrte Thema ganze Bücher geschrieben wurden.

Nach meiner Überzeugung sind die Denkgesetze dadurch entstanden, dass sich die Verknüpfung der inneren Ideen, die wir von den Gegenständen entwerfen, immer mehr der Verknüpfung der Gegenstände anpasste. Alle Verknüpfungsregeln, welche auf Widersprüche mit der Erfahrung führten, wurden verworfen und dagegen die allzeit auf Richtiges führenden mit solcher Energie festgehalten und dieses Festhalten vererbte sich so konsequent fort auf die Nachkommen, dass wir in solchen Regeln schliesslich Axiome oder angeborene Denknotwendigkeiten sahen. Aber auch hier, also selbst in der Logik, ist ein über das Ziel Hinausschiessen nicht ausgeschlossen. Ja gerade wegen der Abstraktheit und scheinbaren Durchsichtigkeit des Gebietes äfft es uns in solchen Fällen am allermeisten. Ich sehe hierin den Ursprung jener Widersprüche, welche bei Kant als Antinomien, in neuerer Zeit als Welträtsel bezeichnet werden. Es sei mir gestattet, einige derartige Beispiele anzuführen. Wir haben fortwährend Begriffe in einfachere Elemente zu zerlegen, Erscheinungen aus uns schon bekannten Gesetzen zu erklären. Diese so überaus nützliche und notwendige Thätigkeit wird uns nun so zur Gewohnheit, dass der zwingende Schein entsteht, es müssten auch die einfachsten Begriffe noch in ihre Elemente zerlegt, auch die Elementargesetze noch auf einfachere zurückgeführt werden.

Fragen, wie die nach der Definition des Zahlbegriffes, nach der Ursache des Kausalitätsgesetzes, nach dem Wesen der Materie, Kraft, Energie etc. drängen sich immer wieder unwiderstehlich auf, selbst dem philosophisch Geschulten. Er ist überzeugt, dass diese Begriffe direkt aus der Erfahrung entnommen und nicht weiter erklärbar sind, dass also hier einfach die unwiderstehlich gewordene Denkgewohnheit, nach der Ursache und Definition zu fragen, über das Ziel hinausschiesst, trotzdem kann er eine gewisse zurückbleibende Unbefriedigtheit darüber nicht überwinden, dass so wichtige Begriffe, wie der der Zahl oder der der Kausalität, jedem Versuche spotten, sie zu definieren. Es geht hier ähnlich, wie wenn eine Gesichtstäuschung noch immer nicht verschwindet, selbst nachdem man ihre mechanische Ursache klar erkannt hat.

Noch ein Schritt weiter ist es, wenn wir es unerklärlich und rätselhaft finden, dass wir selbst oder dass überhaupt irgend etwas existiert und diesen Gedanken nicht ganz loswerden, selbst wenn wir erkannt haben, dass hier der Begriff des Rätselhaften so wenig Anwendung finden kann, wie der Begriff des Wertes oder Unwertes bei Beurteilung des ganzen Lebens.

Ein anderes hierher gehöriges Beispiel liefert die schon alte jetzt als Solipsismus bezeichnete Verirrung. Gleichwie es mechanisch erklärbar ist, dass eine Blutwelle in unserem Ohre die Empfindung eines Tones erzeugen kann, dem kein äusserer Eindruck entspricht oder, dass wir Nachbilder heller Gegenstände noch wahrnehmen, nachdem diese unserem Blicke entschwunden sind; ja dass wir selbst in vollkommener Finsternis mannigfaltige, oft phantastische Gebilde sehen, denen keinerlei Gegenstände entsprechen, so ist es auch begreiflich, dass unser Bewusstseinsorgan im Traume eine von der Aussenwelt ganz unabhängige phantastische Thätigkeit entfaltet. Eine ähnliche in gemildertem Masse auftretende Thätigkeit ist als Phantasie sogar zur Bildung neuer Ideenverbindungen nützlich und notwendig. Aber auch diese schiesst wieder oft über das Ziel hinaus. Der naive Mensch betrachtet Sonne und Mond, Bäume und Quellen als beseelte Wesen, aber auch der gebildete denkt sich jede Kraft noch unter dem Bilde einer menschlichen Kraftanstrengung. In diesen Fällen ist dann eine strenge Kontrolle, eine scharfe Negation von allem bloss Hinzugeträumten notwendig. Diese wird durch häufige Übung wieder zur Gewohnheit. Indem man sie auf die Spitze treibt und auch anwendet, wo sie nicht hingehört, kommt man zur Idee, dass überhaupt alle unsere Vorstellungen Träume seien und nichts existiere, als der vorstellende, also ein einziger träumender Mensch. Diese Verirrung ist ebenso vom Standpunkte der Darwinschen Theorie begreiflich, wie die Entwicklung unserer normalen Vorstellungsthätigkeit. Die mechanische Natur der letzteren wird aber neuerdings dokumentiert durch die Möglichkeit ihrer Verwirrung schon im gesunden Zustande durch Schlaf, mehr aber noch im kranken durch Hallucinationen, Fieberphantasien und Wahnsinn.

Vom Standpunkt der Darwinschen Theorie ist auch das Verhältnis des Instinktes der Tierwelt zum Verstande des Menschen begreiflich. Je vollkommener ein Tier ist, desto mehr treten bei demselben neben dem Instinkte bereits Spuren von Verstand auf.

Einem Tiere, das nur einer geringen Zahl von Handlungen bedarf, welche zudem fortwährend unter ausserordentlich ähnlichen Verhältnissen zu erfolgen haben, ist es von höchstem Nutzen, wenn ihm, ohne dass es viel zu überlegen braucht, sogleich der Trieb zur richtigen Handlungsweise direkt angeboren ist, wie dem Vogel, der ohne Unterweisung vermöge angeborenen Instinktes mit bewunderungswürdiger Kunstfertigkeit Nester zu bauen versteht. Uns erschiene es wohl auf den ersten Anblick als ein weit vollkommenerer Zustand, wenn wir ohne Unterricht und ohne vieles Nachdenken stets das Richtige zu treffen wüssten. Während es aber unter den einfachen Bedingungen, unter denen sich jene Tiere befinden, das Leichtere und minder Komplizierte war, dass sich ihnen der Trieb zur ganzen Handlungsweise in summa vererbte, so steht dies wieder jeder Anpassung an geänderte Verhältnisse, jedem Fortschritte entgegen und unter komplizierten Lebensbedingungen erweist sich die dem Menschen angeborene Fähigkeit bei weitem überlegen, sich innere Bilder der äusseren Ereignisse zu konstruieren, mittels derselben Erfahrungen zu sammeln und diesen gemäss die Handlungen in jedem Falle regulieren zu können.

Übrigens tritt beim Menschen der Instinkt zwar sehr zurück, seine Spuren sind aber doch überall noch bemerkbar, und zwar keineswegs bloss in Fällen, wie der schon erwähnte Saugtrieb, oder der Nachahmungstrieb der Kinder, sondern auch bei allen elementaren das Nachdenken unterdrückenden oder ihm vorauseilenden Trieben der Erwachsenen. Der Schreck bei einem plötzlichen Geräusche, die Furcht bei plötzlicher Gefahr kommen ebenso unserm verständigen Handeln wider unsern Willen zuvor, wie der Zorn bei einem jähen Angriffe. Die ererbte Gewohnheit, gegen starke Eindrücke heftig zu reagieren, welche nützlich ist, um unserem Handeln den nötigen Nachdruck und die nötige Lebhaftigkeit zu verleihen, übt da eine unbezwingliche Wirkung aus und wird schädlich, wenn sie der Überlegung allzusehr vorauseilt. Überhaupt entstammen die Grundtriebe unseres Charakters, sowohl Genussucht und Trägheit, als auch Ehrgeiz, Herrschsucht, Mitleid und Neid ererbten Anlagen, also in erster Linie angeborenen Instinkten. Wieweit sind wir davon entfernt, dass reine Verstandesgründe die Motive aller unserer Handlungen wären? Die innersten Impulse zu denselben entstammen noch immer meist angeborenen Trieben und Leidenschaften, also ohne unser Zuthun in uns keimenden Instinkten, welche, wenn sie den Verstand beherrschen, zwar schädlich und verwerflich werden, aber doch notwendig sind, um unserer Handlungsweise Lebhaftigkeit, unserem Charakter seine eigentümliche Färbung zu verleihen. Das Weltgetriebe erhält sich, wie Schiller sagt, „heute wie ehemals durch Hunger und durch Liebe und die Zeit ist noch ferne, wo Philosophie den Ring der Welt zusammenhält."

Einen instinktiven Charakter hat auch der Aberglaube, welchen oft selbst die gebildetsten Menschen nicht ganz loswerden. Derselbe entsteht durch Fortwirken unseres Kausalbedürfnisses in Fällen, wo dazu keine Berechtigung vorhanden ist. Die Gewohnheit überall Kausalverbindungen zu suchen, veranlasst uns, rein zufällig scheinende Ereignisse mit irgend anderen,

oft ganz heterogenen kausal zu verknüpfen, und das Gesetz von Ursache und Wirkung, welches richtig angewandt die Grundlage aller Erkenntnis ist, wird zum Irrlichte, das uns auf falsche Pfade führt.

Nun erübrigt noch zu erinnern, wie gut auch der ganze Mechanismus der sozialen Einrichtungen in den Rahmen unserer Betrachtungen passt. Da haben wir unzählige Anstandsregeln und Höflichkeitsformen teilweise so unnatürlich und gezwungen, dass sie vom Standpunkt einer unbefangenen Überlegung, die man öfters Vernunft nennt, die aber die Allmacht der Mechanik vergisst, absurd und lächerlich erscheinen. Diese Anstandsregeln sind nicht zu allen Zeiten dieselben; bei fremden Völkern weichen sie von den unseren oft so sehr ab, dass wir ganz verwirrt werden; aber sie müssen sein.

Die Thätigkeit der Konservativen, der pedantischen zopfigen steifen Anstandsrichter, die über die genaue Beobachtung jeder hergebrachten Sitte und jeder Regel für den gesellschaftlichen Verkehr, über genaue Verwendung aller ihrer Titel bei Ansprachen und Zubilligung aller ihrer gesellschaftlichen Vorrechte wachen, erscheint uns oft lächerlich; aber sie ist wohlthätig und muss sein, damit nicht Verrohung des gesellschaftlichen Verkehrs eintritt. Dafür, dass sie nicht zur Versteinerung des Geistes führt, sorgen wieder die Emanzipierten, Ungezwungenen, die hommes sans gêne. Beide Gattungen von Menschen bekämpfen einander und halten zusammen die Gesellschaft im richtigen Gleichgewicht.

Auf einem ganz andern Gebiete des sozialen Lebens wirkt ein anderer Mechanismus bei steter regster Bewegung immer das Gleichgewicht bewahrend, einer der grossartigsten bewunderungswürdigsten Mechanismen, die die Menschheit geschaffen hat, der des Kapitals, des Geldes. Man lese Zolas Roman „L'argent". Den primitiven Tauschhandel der Urvölker hat es derart verfeinert, dass die verschiedenen Formen des Geldes mit allen Gesetzen und hergebrachten Regeln des kaufmännischen und Börsenverkehrs bewunderungswürdiger ineinandergreifen als die Räder des kompliziertesten Uhrwerks, und mit gleicher Lebhaftigkeit, Sicherheit und Präzision arbeiten wie die bestkonstruierten Elektromotoren.

Wer zu kurz gekommen, schimpft über den Mammon; der Schwindler, der die Regeln aus Gewinnsucht verdreht, wird ausgestossen wie unbrauchbare Stoffe aus einem lebenden Organismus; aber für unsere moderne Civilisation ist der Geld- und Börsenverkehr ebenso wichtig als die Buchdruckerkunst, der Dampf, die Elektrizität.

Übt der Einzelne nicht eine Zaubermacht aus, wenn ihm eine Menge an sich ganz wertloser Metallstücke zum Mittel wird, Paläste, Parke, Yachten, kurz, alles zu schaffen, was das Leben verschönt, ja Preise zu stiften, die noch lange nach seinem Tode zur Schaffung von Meisterwerken der Kunst und Wissenschaft wesentlich beitragen? Doch der Zauberer selbst, unterliegt er nicht auch wieder den Gesetzen der Mechanik, wenn ihm die falsche Stellung eines Häutchens in seinem Herzen, der Wandbruch eines Äderchens in seinem Gehirne die Benutzung aller angesammelten Herrlichkeiten entzieht und mit einem Schlage den Mächtigen in ein Stück toten Stoffes verwandelt?

Ja auch die Verspottung des Papiergeldes scheint mir ein einseitiger Standpunkt zu sein. Dieses hat doch wohl auch eine andere Seite als die in Goethes Faust in so grelles Licht gesetzte. Ja wenn wir darunter alle Wertpapiere, Obligationen, Wechsel u. dergl. einbegreifen, so ist es geradezu die Krone des wichtigsten Teiles des menschlichen Verkehrs, des Mechanismus, der Mein und Dein den heutigen komplizierten Bedürfnissen entsprechend regelt.

Um vom Grossartigen wieder zum Kleinlichen überzugehen, erinnere ich, das der unwiderstehliche, im Falle geringen Nachlassens durch Klatschsucht stets wieder geschärfte Trieb zum Putzen durch Entfernungen aller schädlichen Ansteckungsstoffe aus den Wohnungen von höchstem Nutzen ist. Freilich schiesst er übers Ziel hinaus, wenn z. B. Messingteile stets blank erhalten werden, deren Patina nicht nur unschädlich, sondern bei der heutigen grellen Abendbeleuchtung sogar dem Auge wohlthätig wäre. Aber ich will beileibe nicht behaupten, dass wir besser daran wären, wenn das Staubabwischen den Bakteriologen an stelle der Hausbediensteten übertragen würde.

Weitere Beispiele für meine These zu finden, wäre ich nicht verlegen; ich wäre eher verlegen, irgend einen Vorgang zu finden, der nicht Beispiel dafür wäre.

Wir haben hiermit nicht nur unsere körperlichen Organe, sondern auch unser Seelenleben, ja Kunst und Wissenschaft, Gefühlseindrücke und Begeisterung zur Domäne der Mechanik gemacht. Ist nun die Mechanik zur Darstellung dieser Dinge nicht in der That allzu mechanisch? Selbst der komplizierteste von Menschenhand verfertigte Mechanismus, wie geringfügig und leblos ist er gegenüber dem einfachsten pflanzlichen oder tierischen Gebilde!

Ich sehe voraus, welch ein Grauen bei meinen letzten Ausführungen den Schwärmer befällt, wie er fürchtet, dass alles Grosse und Erhabene zum toten fühllosen Mechanismus entwürdigt wird und alle Poesie dahinsinkt. Aber mir scheint all diese Furcht auf einem völligen

Missverständnisse des Vorgebrachten zu beruhen.

Unsere Ideen von den Dingen sind ja niemals mit dem Wesen derselben identisch. Es sind blosse Bilder, oder vielmehr Zeichen dafür, welche das Bezeichnete notwendig einseitig darstellen, ja nichts weiter leisten können, als dass sie gewisse Arten der Verknüpfungen daran nachahmen, wobei das Wesen völlig unberührt bleibt.

Wir brauchen also von der Schärfe und Bestimmtheit unserer früheren Ausdrücke nichts zurückzunehmen. Wir haben damit doch nichts weiter gethan, als dass wir eine gewisse Analogie zwischen den seelischen Phänomenen und den einfachen Mechanismen der Natur behauptet haben. Wir haben nur ein einseitiges Bild konstruiert zum Behufe der Versinnlichung gewisser Verknüpfungen der Erscheinungen und Voraussage neuer uns unbekannter. Neben diesem einen Bilde können und müssen aber wegen seiner Einseitigkeit andere einhergehen, welche die innerliche, die ethische Seite des Gegenstandes darstellen und die Erhebung unserer Seele durch die letzteren wird nicht mehr gemindert werden, sobald wir vom mechanischen Bilde die richtige Auffassung haben. Dasselbe wird nur dort anzuwenden sein, wo es hingehört; aber wir werden seinen Nutzen nicht bestreiten und bedenken, dass auch die erhabensten Ideen und Vorstellungen doch wieder nur Bilder, nur äussere Zeichen für die Art der Verknüpfung der Erscheinungen sind.

Damit entfällt auch der Einwand, der wohl vielleicht gegen meine Ausführungen erhoben werden wird, dass dieselben der Religion zuwiderliefen. Nichts ist verkehrter, als die auf ganz anderer ungleich festerer Basis ruhenden religiösen Begriffe mit den schwankenden subjektiven Bildern in Verbindung zu bringen, welche wir uns von den Aussendingen machen. Ich wäre der letzte, der die vorgebrachten Ansichten aufstellte, wenn sie irgend eine Gefahr für die Religion bergen würden. Aber ich weiss gewiss, dass die Zeit kommen wird, wo jedermann einsieht, dass dieselben für die Religion ebenso irrelevant sind, wie die Frage, ob die Erde still steht oder sich um die Sonne bewegt.

Indes das Prinzip der mechanischen Erklärung seine Herrschaft im Reiche der gesamten Wissenschaft immer mehr ausdehnte, verlor es merkwürdigerweise auf seinem eigensten Gebiete, dem der theoretischen Physik, wieder an Boden. Die Ursache davon lag, wie dies auch bei erobernden Nationen oft der Fall ist, teils im inneren Zwiespalte, teils auch in äusseren Verhältnissen.

Während man mit dem grössten Erfolge bestrebt war, die Anwendungen der Mechanik bis ins kleinste Detail auszuarbeiten, trat eine Richtung auf, welche an den Grundpfeilern derselben zu rütteln begann und auf Unklarheiten in den Prinzipien der Mechanik hinwies. Der Grund legende Begriff der Mechanik ist der der Bewegung. Der Begriff der reinen von jeder andern Veränderung losgelösten Bewegung tritt nur bei der Betrachtung starrer Körper vollkommen klar zu Tage. Hier haben wir in der That ein vollkommen unveränderliches Gebilde, an dem sich nichts als seine Lage im Raume verändert. Es giebt nun in der Natur keinen vollkommen starren Körper, aber allerdings feste Körper, welche ihre Gestalt während der Bewegung nur unmerklich ändern. Die Gestaltveränderungen der Flüssigkeiten und Gase sucht man ungezwungen auf die Bewegung ihrer kleinsten Teile zurückzuführen. Sie haben ja in der That schon für das Auge Ähnlichkeit mit den Formveränderungen eines Sandhaufens, der aus einzelnen, sinnlich wahrnehmbaren Körnern besteht. Dennoch liegt für die wirkliche Flüssigkeit etwas Hypothetisches in der Annahme, dass sich auch bei dieser jedes einzelne Teilchen zu allen Zeiten identifizieren lässt. Erfahrungsmässig ist uns ja nur die Unveränderlichkeit der Gesamtmasse und des Gesamtgewichtes gegeben.

Man suchte nun a priori zu beweisen, dass sich jede auch scheinbar qualitative Veränderung auf eine Bewegung kleinster Teile zurückführen lassen müsse, da eine Bewegung der einzige Vorgang sei, wobei der bewegte Gegenstand immer derselbe bleibt. Ich halte alle derartigen metaphysischen Gründe für unzureichend. Freilich den Begriff der Bewegung müssen wir jedenfalls bilden. Wenn sich daher alle scheinbar qualitativen Veränderungen unter dem Bilde von Bewegungen oder Änderungen der Anordnung kleinster Teile darstellen liessen, so würde dies zu einer besonders einfachen Naturerklärung führen. Die Natur würde uns dann am begreiflichsten erscheinen. Allein wir können sie dazu nicht zwingen. Die Möglichkeit, dass dies nicht angeht, dass wir zur Darstellung der Natur auch noch andere Bilder von anderen Veränderungen notwendig haben, muss offen gelassen werden und es ist begreiflich, dass die Berücksichtigung dieser Möglichkeit gerade durch die neuere Entwickelung der Physik nahe gelegt wurde.

Die mechanische Physik hatte sich alle Körper als Aggregate materieller Punkte gedacht, welche direkt in die Ferne aufeinander wirken. In ganz kleine (molekulare) Entfernungen sollten die Kohäsions-, Adhäsions- und chemischen Kräfte wirken, in weitere Distanzen die Gravitation. Neben der ponderabeln Materie wurde noch der Lichtäther angenommen, den man sich vollkommen analog einem festen Körper

dachte, wogegen man die elektromagnetischen Erscheinungen, wie wir schon eingangs erörterten, durch die elektrischen und magnetischen Fluida erklärte, deren Teilchen ebenfalls direkt in die Ferne aufeinander wirken sollten. Die letztere Hypothese wusste lange allen beobachteten Erscheinungen gerecht zu werden. Erst vor wenig mehr als 10 Jahren gelang es Hertz, durch Versuche zu beweisen, dass, wie schon Faraday und Maxwell vermutet hatten, die elektrischen und magnetischen Kräfte nicht unmittelbar in die Ferne wirken, sondern durch Zustandsveränderungen bedingt sind, welche sich mit der Lichtgeschwindigkeit von Volumelement zu Volumelement fortpflanzen. Dadurch erhielt die altehrwürdige Theorie der elektrischen Fluida einen Stoss, dem sie auch bald erlag. Aber auch noch eine andere Theorie wurde durch Hertz' Versuche getroffen. Es zeigten nämlich die Gesetze der Fortpflanzung der elektromagnetischen Wellen eine so absolute Übereinstimmung mit den Gesetzen der Lichtbewegung, dass an der Identität beider Erscheinungen nicht mehr gezweifelt werden konnte. War damit auch noch nicht definitiv widerlegt, dass das Licht auf einer schwingenden Bewegung der kleinsten Teilchen eines Lichtäthers beruht, so war doch erwiesen, dass dieser Lichtäther sicherlich andere viel kompliziertere Eigenschaften haben muss, als man ihm bisher beigelegt hatte. Hierdurch gewann die Theorie der Elektrizität und des Magnetismus ein solches Übergewicht, dass von einigen Seiten der Versuch gemacht wurde, an Stelle der mechanischen Hegemonie in der theoretischen Physik eine solche des Elektromagnetismus zu setzen, indem man versuchte, umgekehrt die einfachsten Gesetze der Mechanik aus der Theorie des Elektromagnetismus herzuleiten.

Anderseits war man gegen alle Hypothesen mistrauisch geworden und beschränkte die Aufgabe der Theorie darauf, eine nirgends über das erfahrungsmässig Gegebene hinausgehende Beschreibung der Erscheinungen zu liefern. Man hat da die Wahl zwischen 2 extremen Methoden. Macht man zu spezielle Hypothesen, so läuft man Gefahr, Überflüssiges und sogar Unrichtiges in den Vorstellungskreis aufzunehmen. Sucht man sich dagegen aller Hypothesen zu entschlagen, so wird die Theorie unbestimmt und ungeeignet, ganz neuartige Erscheinungen vorauszusagen und so das Experiment auf neue Bahnen zu lenken. Man begreift, dass auf eine Zeit allzu kühner Hypothesen eine entsprechende Reaktion folgte.

Dazu kam, dass ein Begriff, dessen Wichtigkeit schon von Leibniz klar erkannt wurde und der längst in der Mechanik eine bedeutende Rolle spielte, sich allmählich zum mächtigen, die ganze Erscheinungswelt umfassenden Bande herauswuchs, nämlich der der Energie. Obwohl abstrakter als der Begriff der Materie, konnte er doch auch bei jenen Erscheinungen noch genau verfolgt und sogar quantitativ bestimmt werden, wo uns alle Anhaltspunkte über eine Materie, an die sie etwa gebunden wären, fehlen.

Die Energie zeigt nun in jeder ihrer Erscheinungsformen andere charakteristische Eigentümlichkeiten und doch wieder merkwürdige Analogien, so dass die Lehre von den Wandlungen und Eigenschaften der Energie bald so einflussreich wurde, dass sie auch ihrerseits die Hegemonie in der theoretischen Physik anstrebte und diese zur Energetik zu machen suchte. Ich brauche dies gerade hier nicht weiter zu erörtern, da ja sowohl die extremste Richtung der direkten Fernwirkung, als auch die Energetik je in einer Antrittsvorlesung eines Mitglieds dieser Universität so lichtvoll behandelt wurden.

Was die formale logische Grundlage betrifft, so hatte die alte Mechanik sich dem Dualismus zwischen Kraft und Stoff angeschlossen. Die Materie ist das Bewegliche. Man ist nun gewohnt, für jede spezielle Bewegung die Ursache aufzusuchen. Indem man diese Denkgewohnheit über die Grenzen ihrer Berechtigung ausdehnte, also in ihrer Anwendung über das Ziel hinausschoss, glaubte man auch dafür, dass überhaupt Bewegungserscheinungen eintreten, eine besondere von der Materie getrennte Ursache annehmen zu müssen, welcher man den Namen Kraft gab und neben der Materie eine besondere Existenz zuschrieb. Kirchhoff leugnete die Notwendigkeit hiervon und glaubte, mit der blossen Annahme der Materie und der Thatsache ihrer Bewegung nach bestimmten zu beschreibenden Gesetzen ausreichen zu können. Er behielt jedoch die direkte Fernwirkung bei. Wenn wir aber ernstlich fragen, was von derselben nach unsern heutigen Anschauungen übrig geblieben ist, so finden wir nicht mehr viel. Die elektrischen und magnetischen Kräfte wirken nicht in die Entfernung, sondern von Volumelement zu Volumelement. Von den elastischen und chemischen Kräften von der Adhäsion und Kohäsion, deren Wirkungsbereich ohnedies ein winzig kleiner ist, kann ebenfalls keine direkte Fernwirkung nachgewiesen werden. Es bleibt nur die Gravitation, aber auch hier lässt die Analogie des Wirkungsgesetzes mit dem der elektrostatischen und magnetischen Kräfte die Vermittelung durch ein Medium wahrscheinlich erscheinen.

Wenn auch Newton selbst die direkte Fernwirkung nur als einen Notbehelf erklärte, so ist doch das ganze Gebäude der klassischen Mechanik auf die Idee derselben zugeschnitten.

Es kann uns daher nicht wundern, dass Hertz dasselbe von Grund aus zu reformieren suchte und an Stelle der beschleunigenden Wirkungen Bedingungsgleichungen setzte. Aber auch Hertz konstruierte die Materie aus materiellen Punkten. Dieselben üben zwar keine Kräfte in die Ferne aufeinander aus, aber die Bedingungen, welche zwischen ihnen bestehen, verbinden entfernte Punkte ebenso unvermittelt direkt miteinander. Hertz setzt also an Stelle der Fernwirkungen gewissermassen Fernbedingungsgleichungen.

Brill hat versucht, die Hertzsche Methode auf Kontinua anzuwenden und es gelang ihm auf diese Weise die Ableitung der Bewegungsgleichungen für inkompressible Flüssigkeiten. Man könnte nun nach Lord Kelvin die Natur aus einem Wechselspiele von Wirbelringen oder sonstigen Bewegungserscheinungen in einer solchen Flüssigkeit erklären, in der auch starre Gebilde eingetaucht sein könnten. Man hätte dann in der That ein Bild der gesamten Erscheinungswelt ganz auf dem Boden der Hertzschen Mechanik gewonnen. Aber man sieht sofort, es wäre nicht gar viel von den alten phantastischen Weltbildern verschieden. Der Gewinn wäre bei weitem nicht so gross, als es die schöne philosophische Grundlage der Hertzschen Mechanik verspricht. Die letzte in einer anderen hypothesenfreieren Weise auszubauen, ist aber bisher nicht gelungen.

Verlocken die neuesten Ansichten über den Elektromagnetismus nur das Heil ausschliesslich in der Wirkung von Volumelementen auf benachbarte zu suchen, so veranlassten gerade auch wieder in neuester Zeit gewisse an Kathodenstrahlen und bei der Elektrolyse beobachteten Erscheinungen zur Annahme, dass selbst die Elektrizität eine atomistische Zusammensetzung hat, aus diskreten Elementen, den Elektronen, besteht. Man sieht also, die alte Kantsche Antinomie, der Gegensatz zwischen der Teilbarkeit der Materie ins Unendliche und ihrer atomistischen Konstitution, hält die Wissenschaft noch immer in Atem. Nur betrachten wir gegenwärtig beide Ansichten nicht als solche, die mit inneren logischen, aus den Denkgesetzen entspringenden Widersprüchen behaftet sind, sondern wir sehen in jeder ein von uns konstruiertes inneres Bild und fragen, welches Bild mit mehr Klarheit und Leichtigkeit ausgebaut werden kann und mit der grössten Korrektheit und einem Minimum von Unbestimmtheit die Gesetze der Erscheinungen wieder giebt.

Wenn wir nun zum Schlusse das Resultat unserer Betrachtungen resumieren, so können wir als solches bezeichnen, dass sich eine Seite aller Vorgänge der unbelebten und belebten Natur durch rein mechanische Bilder in einer Exaktheit darstellen, wie man sich ausdrückt, begreiflich machen lässt, wie es sonst in keiner anderen Weise bisher gelungen ist, während andererseits doch alle höheren Bestrebungen und Ideale keine Einbusse erleiden.

Und nun noch ein Wort an Sie, meine künftigen Schüler und studentische Kommilitonen! Seien Sie voll Idealismus und hoher Begeisterung in der Auffassung dessen, was Ihnen in der Alma mater geboten wird, aber in der Verarbeitung seien Sie mechanisch, unermüdlich und gleichförmig fortarbeitend, wie Maschinen. (II. Vortrag folgt.)

Tagesereignisse.

Die Luftschiffervereine von Augsburg, München, Strassburg, Berlin gründeten am 28. Dezember 1902 in Augsburg einen deutschen Luftschifferverband. Derselbe bezweckt die Förderung gemeinsamer Interessen der Luftschiffahrt, insbesondere die Herausgabe einer Verbandszeitung, eines Verbandsjahrbuches, einer Führerinstruktion u. s. w. In den Verbandsvorstand wurden gewählt: Geheimrat Busley-Berlin, General Neureuther-München, Professor Hergesell-Strassburg und Hauptmann v. Parseval-Augsburg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Zum o. Professor der Mathematik an der Universität München wurde der o. Professor an der Universität Würzburg Dr. Aurel Voss an Stelle des in den Ruhestand tretenden Gustav Bauer ernannt.

Professor Hantzsch-Würzburg erhielt den Ruf als Professor der Chemie nach Leipzig, als Nachfolger des Professors Wislicenus.

Es habilitierten sich der erste Assistent am physikalischen Institut der Heidelberger Universität, Dr. phil. Alfred Kalähne, als Privatdozent für Physik, der Assistent für organische Chemie an der Technischen Hochschule zu Hannover, Dr. phil. Keiser in der Abteilung für chemisch-technische und elektro-technische Wissenschaften dieser Hochschule, der erste Assistent am Strassburger chemischen Universitätsinstitut, Dr. phil. Volkmar Kohlschütter, an der Universität Berlin Dr. Otto Eggert.

Dem Mitgliede der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Professor Dr. Thiesen wurde der Charakter eines Geh. Regierungsrates verliehen, ebenso dem o. Professor der Mathematik in der philosophischen Fakultät der Friedrich Wilhelms-Universität zu Berlin Dr. Hermann Amandus Schwarz; dem Privatdozent der Mathematik in der philosophischen Fakultät der Universität zu Halle a. S. Dr. Hermann Grossmann ist das Prädikat „Professor" beigelegt worden; dem Privatdozenten für Physik und ersten Assistenten des Physikalischen Institutes der Technischen Hochschule München, Dr. Karl Tobias Fischer, wurde Titel und Rang eines a. o. Professors, dem Direktor der Geodätischen Anstalt in Potsdam, Professor Helmert, wurde von der Technischen Hochschule in Aachen die Würde eines Dr. ing. ehrenhalber verliehen.

Die goldene Wilde-Medaille, die von der Litterarischen und Philosophischen Gesellschaft in Manchester alljährlich verliehen wird, ist für das Jahr 1903 dem amerikanischen Chemiker Professor Clarke zugesprochen worden, ferner die nach Dalton benannte Medaille dem englischen Physiker Professor Reynolds.

An der Universität München wurde der Privatdozent der Mathematik Reallehrer Dr. Goettler seiner Funktionen enthoben.

In Erlangen starb der langjährige erste Assistent am dortigen chemischen Laboratorium der Universität, Dr. phil. Karl Stolberg, im 43. Lebensjahre, in Pavia der Professor der Chemie Angelo Mazzucchelli.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. | 1. Februar 1903. Redaktionsschluss für No. 10 am 4. Februar 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Das ultrarote Emissionsspektrum des Quecksilberlichtbogens.

Von W. W. Coblentz und W. C. Geer.

Bei Gelegenheit der Untersuchung des ultraroten Spektrums der Arons'schen Lampe beobachteten wir eine Gruppe Emissionslinien, die für die Kenntnis der Spektralserien von Interesse ist.

Die Spitze des Lichtbogens wurde als Strahlungsquelle verwandt. Zu diesem Zwecke wurde eine seitliche Röhre mit einem Fenster aus Fluorit oder Steinsalz rechtwinklig zur Ebene des Bogens angebracht. Das Spektrum wurde vermittelst eines Spiegelspektrometers und Steinsalzprismas erzeugt, während ein Nichols'sches Radiometer zur Messung der Energieverteilung verwandt wurde.

Das Spektrum wurde an jeder Bogenminute und gewisse Stellen in Zwischenräumen von je 20" bis zu 9 μ untersucht. Wir fanden, dass die ausgestrahlte Energie aus einer Serie Emissionsstreifen bei 1 μ und 5 μ besteht und dass bei 3 μ sich eine leichte Andeutung eines solchen befindet. Nirgends im ganzen Spektrum war die Intensität der Lichtbogenstrahlung sehr bedeutend, während jenseits von 6 μ die von den warmen Glaswänden herrührenden Ablenkungen ebenso bedeutend waren wie die vom Lichtbogen stammenden. Die Lampe stand dabei in einem Wasserbade.

Die Verteilung der Maxima ist in Fig. 1 dargestellt. Für das Bereich von 1 μ ist der Mittelwert aus verschiedenen Ablesungen eingetragen worden; hinter 4 μ haben wir hingegen Einzelablesungen gegeben. Die Maxima fallen auf $\lambda = 0.97$, 1.045, 1.285, 4.28, 4.52, 4.73, 5.20, 5.50 und 5.73 μ. Die Breite des im Bereich des Radiometerflügels liegenden Spektrums betrug bei 1 μ etwa 0.13 μ. Der Versuchsfehler bei 1 μ beträgt weniger als 0.01 μ, während er bei 4 μ etwa 0.03 μ betragen dürfte.

Kayser und Runge[1]) haben das Vorhandensein eines Quecksilbertriplets bei $\lambda = 0.9497$, 0.6595 und 0.5906 μ vorhergesagt. Sie fügen jedoch ausdrücklich hinzu, dass diese Linien auch noch weiter nach dem Ultraroten liegen können.

Die bei 0.97 μ gefundene zeigt nun eine auffällige Übereinstimmung mit dem vorausgesehenen Werte 0.9497 μ, zumal wenn man sich vergegenwärtigt, dass dieser vorausgesehene Wert als kleiner als der wirkliche angegeben wurde. Der Umstand, dass das Radiometer die beiden anderen vermuteten Linien nicht festzustellen im stande war, ist kein Grund zur Annahme, dass dies nicht die dritte sei.

Noch interessanter ist der Umstand, dass die Differenz zwischen $1/\lambda$ (10^8) für das Maximum bei $\lambda = 1.045$ und 1.285 μ, d. h. $V_2 = 1790$ ganz auffällig nahe mit den Werten im sichtbaren Spektrum übereinstimmt ($V_2 = 1730$, 1767 — — —). Diese beiden Linien scheinen zu einem anderen Triplet zu gehören, dessen dritte Komponente bei 3.1 μ liegt. Da in der Gegend von 3 μ das Radiometer zeitweise geringe Ablenkungen zeigte, die als zweifelhaft notiert wurden, und da in allen anderen Teilen des Spektrums von 2 bis 4 μ eine derartige Wirkung nicht zu beobachten war, so liegt die Annahme nahe, dass die Angaben bei 3 μ der Wirklichkeit entsprachen. Die so grosse Verschiedenheit der Intensität dieser Linien kann zum Teil daran liegen, dass der Spalt in den beiden Spektralbereichen verschiedene Winkel

1) Wied. Ann. 41, 302, 1890.

Spektralenergie-Kurve des Quecksilber-Lichtbogens (Arons'sche Lampe).

umspannte und dass die verwertete Linie bei 3 μ isoliert ist, während die anderen in einer Gruppe vorkommen, innerhalb deren die Intensität einer jeden durch die benachbarten beeinflusst ist.

Wenn man die Zahlen 0.97, 1.03 und 1.29 μ mit 4.4 multipliziert, so sind die Produkte 4.27 4.57 und 5.68 μ, während die beobachteten Maxima 4.28 4.52 und 5.73 μ sind. Ob die Maxima bei 4 bis 6 μ die Linienserien des Triplets bei 1 μ sind, ist nicht festgestellt worden; jedoch ist die Übereinstimmung bei Anwendung des Faktors 4.4 sehr auffällig.

Physikalisches Laboratorium der Cornell University, Nov. 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.

(Eingegangen am 3. Januar 1903.)

Über optische Resonanz.

2. vorläufige Mitteilung. Optische Resonanz als Ursache der Färbung der Schmetterlingsflügel.

Von J. Kossonogoff.

Indem ich mich mit weiteren Untersuchungen der optischen Resonanz [1]) beschäftigte, stiess ich auf den Gedanken, ob es nicht möglich sei, die Färbung der Schuppen auf den Flügeln der Schmetterlinge (Lepidoptera) durch optische Resonanz zu erklären. Jene Schuppen haben eine spezielle den Zoologen wohl bekannte Struktur: man bemerkt auf ihnen eine sogenannte „Skulptur". Deswegen schien es mir wünschenswert, jene Skulptur etwas eingehender zu untersuchen. Bei dieser Untersuchung erzielte ich so auffallende Resultate im Sinne der optischen Resonanz, dass ich es nicht überflüssig halte, sie kurz zu besprechen.

Ich habe zahlreiche mikroskopische Präparate der Schuppen von verschiedenen Schmetterlingen verfertigt und untersuchte die Struktur der Schuppen im Zusammenhange mit der Färbung jenes Ortes des Flügels, von dem die Schuppen genommen waren.

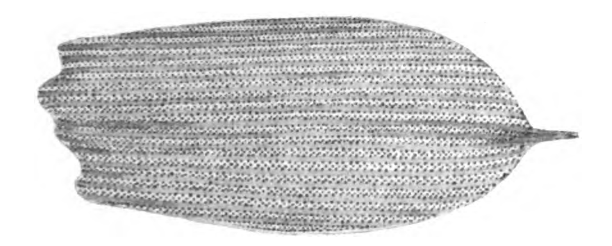
Bei einer linearen Vergrösserung von 800 bis 1200 mal bemerkt man in allen Fällen eine ähnliche Gestalt und Beschaffenheit: jedes Schuppchen stellt nämlich eine Chitinschicht dar, von einer Reihe gegenseitig paralleler Rippchen oder Fasern durchzogen. Auf diesen Fasern und hauptsächlich zwischen ihnen befinden sich in ziemlich regelmässiger Ordnung fast runde Körnchen von einer bestimmten Grösse. In der Figur ist die äussere Gestalt eines Schuppchens dargestellt.

Beim Vergleichen der Grösse der Körnchen auf den Schuppen schien diese Grösse je nach

1) Siehe meine erste Mitteilung in dieser Zeitschrift **4**, 208, 1903.



der Färbung jenes Ortes des Flügels, von dem die Schuppen genommen waren, verschieden zu sein; auf ein und derselben Schuppe dagegen schienen die Körnchen miteinander beinahe gleich zu sein. Deswegen wandte ich mich zur Messung der Grösse der Körnchen. Zu diesem Zwecke diente mir ein vortreffliches Mikroskop [1]) von der Firma R. Fuess in Steglitz; dieses Mikroskop hat einen Schraubenmikrometer, dessen jedes Trommelintervall, bei linearer Vergrösserung 795mal, gleich 0,065 μ



ist (nach der Angabe der Firma, wie auch nach meinen eigenen kontrollierten Messungen).

Bei den Messungen operierte ich folgendermassen: da in vielen Stellen einer Schuppe die Intervalle zwischen den Körnchen, den Durchmessern der Körnchen, fast gleich sind, so wählte ich in einer Schuppe eine Reihe von Körnchen, die den oben erwähnten Bedingungen entsprachen, bestimmte gewöhnlich viermal (rechts und links Schraube drehend) die gemeinsame Länge, z. B. von fünf Körnchen mit fünf Intervallen, und zählte danach die Durchmesser der Körnchen; dann wählte ich eine andere Reihe von Körnchen an einer anderen Stelle derselben Schuppe, führte die Messungen wie früher aus u. s. w. Nach Beendigung der Messungen an einigen (meistenteils 10) Stellen einer Schuppe führte ich eine andere Schuppe von demselben Präparat ins Sehfeld des Mikroskops ein und operierte wie früher.

1) Dieses Mikroskop erhielt ich zu meiner Verfügung im hiesigen Geologischen Institut vom Herrn Dr. B. Tarassenko, dem ich meinen innigsten Dank hier sage.

Um eine Beurteilung dieser Messungen zu geben, führe ich einen Auszug aus meinen Protokollen an.

$^{1}/_{14}$ Dec. Präparat No. 21a. Schuppen vom Flügel des Schmetterlings Callimorpha Dominula. Färbung des Ortes, von dem die Schuppen zum Präparieren genommen sind, — hellrot.

Schuppe No. 1. Messung der Dimensionen der Körnchen in der den Rippchen parallelen Richtung. (Tabelle I.)

Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelintervallen ist gleich 10,17. Derselbe in μ ist gleich $0{,}065 \times 10{,}17\ \mu = \underline{0{,}6610}\ \mu$.

Messung der Dimensionen der Körnchen derselben Schuppe in der zur früheren $\perp$ Richtung. (Tabelle II.)

Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelintervallen = 10,39.

Mitteldurchmesser der Körnchen in μ = $0{,}065 \times 10{,}39 = \underline{0{,}6754}\ \mu$.

Schuppe No. 2. Messung der Dimensionen der Körnchen in der den Rippen parallelen Richtung. (Tabelle III.)

Tabelle I.

I. Nr. der Stelle auf der Schuppe	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II. Zahl der gemessenen Körnchen $\times 2$	10	10	10	10	10	10	10	10	8	8
III. Zahl der entsprechenden Trommelintervalle	104	104	105	104	98	98	98	105	81	80
IV. Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelintervallen	10,4	10,4	10,5	10,4	9,8	9,8	9,8	10,5	10,12	10,0

Tabelle II.

I. Nr. der Stelle auf der Schuppe	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II. Zahl der gemessenen Körnchen $\times 2$	4	6	6	6	8	6	8	6	6	6
III. Zahl der entsprechenden Trommelintervalle	40	67	66	62	87	62	90	62	56	56
IV. Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelteilungen	10,0	11,17	11,0	10,33	10,88	10,33	11,25	10,33	9,33	9,33

Tabelle III.

I. Nr. der Stelle auf der Schuppe	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II. Zahl der gemessenen Körnchen $\times 2$	10	4	10	10	8	8	10	10	8	10
III. Zahl der entsprechenden Trommelintervalle	90	46	119	110	87	85	105	100	82	106
IV. Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelteilen	9,0	11,5	11,9	10,0	10,87	10,62	10,5	10,0	10,25	10,6

Tabelle IV.

I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
II	4	10	6	6	8	8	8	10	8	8	2	4
III	40	93	50	67	88	96	85	92	90	92	20	42
IV	10,0	9,3	8,33	11,17	11,0	12,0	10,63	9,2	11,25	11,5	10,0	10,5

Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelintervallen = 10,52; derselbe in μ ist gleich 0,065 × 10,52 = 0,6838 μ.

Messung in der zur früheren ⊥ Richtung. Dieselbe Orientierung der Tabelle wie oben. (Tabelle IV.)

Mitteldurchmesser in Trommelteilungen = 10,407; derselbe in μ ist gleich 0,065 × 10,407 = 0,6765 μ.

Schuppe Nr. 3. Messungen längs der Rippchen.

I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II	8	8	10	10	10	10	10	10	10	10
III	83	80	100	100	100	107	120	106	106	94
IV	10,37	10,0	10,0	10,0	10,0	10,7	12,0	10,6	10,6	9,4

Mitteldurchmesser in Trommelintervallen = 10,37; derselbe in μ ist gleich 0,065 × 10,37 = 0,6740 μ.

Messung in der zur früheren ⊥ Richtung.

I	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
II	8	10	10	4	10	10	10	10	4	4
III	77	102	92	49	95	95	90	105	50	40
IV	9,63	10,2	9,2	12,25	9,5	9,5	9,0	10,5	12,5	10,0

Mitteldurchmesser der Körnchen in Trommelteilungen = 10,23; derselbe in μ ist gleich 0,065 μ × 10,23 = 0,6649 μ.

Mitteldurchmesser der Körnchen von allen Bestimmungen bezogen ist gleich 0,6643 μ.

Die oben angeführten Zahlen übersehend, merkt man, dass einzelne Bestimmungen der zu suchenden Grösse des Körnchendurchmessers miteinander sehr gut übereinstimmen, dass also die Grösse der Körnchen sehr wenig variiert und fast konstant für Schuppen einer bestimmten Farbe bleibt. Genau dieselbe Konstanz habe ich bei den Schuppen anderer Farben gefunden.

Auf beschriebene Weise habe ich bis jetzt bei meinen Untersuchungen folgende Resultate erhalten:

Namen der Schmetterlinge	Zygaena Ephialtes	Zygaena Philipendulae	Callimorpha Dominula	Catacala Nupta	Argynnis Adippe	Zygaena Philipendulae	Lycaena Meleager	**Callimorpha Dominula**	**Callimorpha Hera**
Färbung des Ortes der Flügel, von dem die Schuppen genommen waren	Rot	Karminrot	Hellrot	Orange	Grünl.-gelb	Grün	Violett	**Schwarz**	**Schwarz**
Zahl der einzelnen Messungen . .	25	30	62	35	30	30	25	**61**	**50**
Durchmesser der Körnchen auf den Schuppen in μ	0,796	0,6812	0,6643	0,6162	0,5538	0,5070	0,4095	**0,35696**	**0,3598**

An diesen Zahlen bemerken wir, dass die Grösse der Körnchen je nach der Farbe der Schuppen verschieden ist. Ausserdem sehen wir ein merkwürdiges Übereinstimmen dieser Zahlen mit den Lichtwellenlängen der nämlichen Farbe, die der untersuchten Flügelstelle eigentümlich war. Diese Übereinstimmung erscheint noch bemerkenswerter, wenn man ins Auge fasst, dass die Körnchen von den schwarzen Schuppen kleinere lineare Dimensionen als die Wellenlängen des sichtbaren Teiles des Spektrums haben.

Gestützt auf die oben angeführten Zahlen können wir, so scheint es mir, sagen, dass die Färbung der Schmetterlinge (Lepidoptere) durch optische Resonanz verursacht ist, dass die auf den Schuppen der Flügel übergelagerten Körnchen je nach ihrer Grösse das Licht einer bestimmten Farbe reflektieren. Demgemäss können wir sagen, dass sich die untersuchten Körnchen zum Lichte auf ähnliche Weise verhalten, wie auch metallische Körnchen, deren Verhältnis zum Lichte in meiner ersten Mitteilung über optische Resonanz besprochen war.

Doch ist hier zu bemerken, dass auffallenderweise die Dimensionen der Körnchen auf Schuppen den entsprechenden Wellenlängen gleich sind. Was für Körnchen sind es? Bestehen sie aus einem Pigmente im gewöhnlichen Sinne? Ich nässte einige Flügel (von Papilio Machaon, Callimorpha Dominula, Vanessa Cardui), während 96 Stunden in Alkohol, Xylol, danach in 3 prozentiger Lösung von H_2O_2, durch, bemerkte aber darauf keine Änderung ihrer Färbung. Es ist daher wahrscheinlich, dass die Körnchen auf den untersuchten Schuppen Chitin (wie auch die Schuppen selbst), also dielektrische Körnchen sind.

Es sei noch bemerkt, dass das polarisierte Licht, nachdem es vom Flügel des Schmetterlings reflektiert ist, durch den Nicol nicht ausgelöscht werden kann.

Weitere dies betreffende Überlegungen verschieben wir bis zum Erhalten umfangreicherer Resultate.

Zum Schluss möge es mir gestattet sein zu fragen, was im physikalischen Sinne die sogenannten Pigmente seien? Was im allgemeinen verursacht die Farbe der Körper? Es scheint mir kaum zweifelhaft, dass auch hier optische Resonanz eine entscheidende Rolle spielt und dass die Farbe beliebiger Körper durch Mikrostruktur ihrer Oberfläche im Zusammenhange mit der optischen Resonanz bestimmt wird. Wenn wir die optisch-resonierenden Körnchen auf der Oberfläche beliebiger Körper nicht ge-

wahr werden, so kann das doch dadurch erklärt werden, dass die Körnchen in starken Schichten einander superponiert sind. Um sie erblicken zu können, müssen wir möglichst dünne Schicht (etwa 1 μ) nehmen.[1])

1) Die hier erwähnten Untersuchungen sind von mir in der Sitzung der Kiewschen Phys.-Mathem. Gesellsch. vom 15. Dez. 1902 mitgeteilt.

Kiew, Physikalisches Laboratorium der K. Universität, im Dezember 1902.

(Eingegangen 5. Januar 1903.)

Eine einfache Methode zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten.[1])

Von Jean Billitzer.

In einem inhomogenen elektrischen Felde erfährt ein heterogenes System dielektrischer Medien eine Verschiebung. Da nämlich die Anteile mit höherer D.K. stärkeren Antrieb zu den Orten höchsten Potentiales erfahren, erfolgt eine Bewegung der Teile zu einander, deren Sinn und Grösse einen Rückschluss auf Sinn und Grösse der Differenz ihrer D.K. zu ziehen gestatten.

Diese Erscheinung kann man auf einfache Weise zur Bestimmung von D.K. benützen, wenn man die Bewegung eines festen Körpers z. B. in verschiedenen Flüssigkeiten bekannter D.K. unter dem Einflusse eines inhomogenen elektrischen Kraftfeldes beobachtet. Dies wird erreicht, indem man etwa der zu prüfenden Substanz die Form eines feinen Fadens oder einer kleinen Kugel erteilt, mit einer Spur Kollodium an einen Quarzfaden befestigt und so in eine Flüssigkeit hängt, deren D.K. bekannt ist. Durch zwei Platindrähte, die in unmittelbarer Nähe dieses Pendels eingeführt sind, wird dann ein Wechselstrom (zur Vermeidung polarer Wirkungen) gesandt, dessen Frequenz gross ist gegen die Eigenschwingung des Pendels, während man die Ablenkung des Fadens durch ein kleines Mikroskop mit Mikrometer-Okular beobachtet. Nun wird die Flüssigkeit gegen eine andere vertauscht und man wiederholt die Beobachtungen so lange, bis man mehrere positive und negative Ausschläge (wenn man mit dem Zeichen die Richtung des Ausschlages bezeichnet) erhält, deren graphische Aufzeichnung eine Interpolation gestattet.

Jede reine Flüssigkeit von gutem Isolationsvermögen, die auf den untersuchten Körper nicht einwirkt, ist zum Versuche geeignet. Um ihre D.K. jedoch stufenweise ändern zu können, verwandte ich ein Gemisch von Hexan und

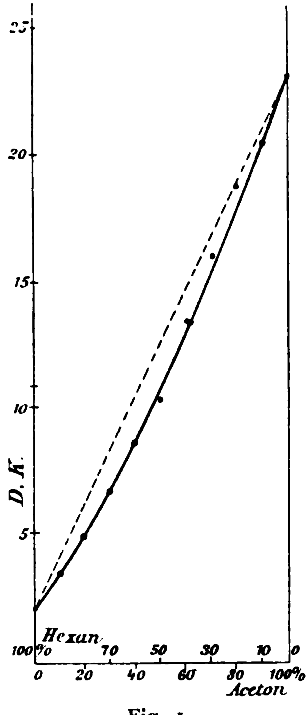


Fig. 1.

Aceton. Diese Flüssigkeiten sind in allen Verhältnissen mischbar, besitzen weit abstehende D.K. (1,85 und 23,07) und gestatten es daher, innerhalb dieser Grenzen alle beliebigen D.K. durch Mischung herzustellen. Da geringfügige Zusätze von Aceton die D.K. rasch ansteigen lassen, wirkt seine schwache Leitfähigkeit nicht störend auf die Messung ein.

Um unerwünschte Störungen durch kapillare Kräfte an der Oberfläche der Flüssigkeit zu vermeiden, werden die Platindrähte knapp unterhalb der Oberfläche zweimal rechtwinklig abgebogen, so dass sie unmittelbar an das Pendel herangeführt werden können, ohne einen Meniskus daselbst zu bilden. Um ferner bei den aufeinanderfolgenden Beobachtungen vergleichbare Ausschläge zu erhalten, darf bei dem Vertauschen der Flüssigkeiten an der Lage des Pendels und der Drähte nichts geändert werden. Dies erreicht man leicht, indem man die Flüssigkeit in ein kleines Becherchen füllt, dessen Inhalt dann durch Senken des Gefässes gewechselt wird.

Es erübrigte noch zu untersuchen, in welcher Weise die D.K. von Hexan durch Zusatz von Aceton geändert wird. Herr Ehrenhaft[1]) hat die D.K. dieser Gemische nach der Nernstschen Methode gemessen; die beistehende Kurve (Fig. 1) giebt das Resultat seiner Messungen wieder. In derselben ist der Prozentgehalt an Hexan bez. Aceton in Volumen ausge-


1) Auszug aus den Ber. der Wiener Akad. Bd. CXI.

1) Ber. d. Wiener Akad. 1902.

drückt. Die D.K. des Gemisches weicht, wie man sieht, nicht erheblich von der Mischungsregel ab; immerhin ist die Abweichung zu berücksichtigen.

Mit Hilfe dieser Daten wurden nun die D.K. mehrerer Körper bestimmt. Als Beispiel führe ich hier die Beobachtungen an, welche ich an einer Glassorte anstellte, deren D.K. nach der Kondensatormethode = 4,1 gefunden worden war. Das Glas wurde sodann in sehr feine Fäden ausgezogen und lieferte folgende Resultate:

Zusammenhang der Flüssigkeit in Volumteilen		D.K. dieses Gemisches	Ausschlag des Fadens in willkürl. Masse
Hexan	Aceton		
1	0	1.85	— 10
9	1	3.46	— 2 bis — 3
6	1	4.2	+ 1 bis + 2
4	1	4.81	+ 5
3	1	5.9	+ 10
1.5	1	8.4	+ 17

Die Gemische wurden immer nur einmal zur Messung verwendet, Aceton und Hexan vor Feuchtigkeit geschützt aufbewahrt und unmittelbar vor der Messung gemischt.

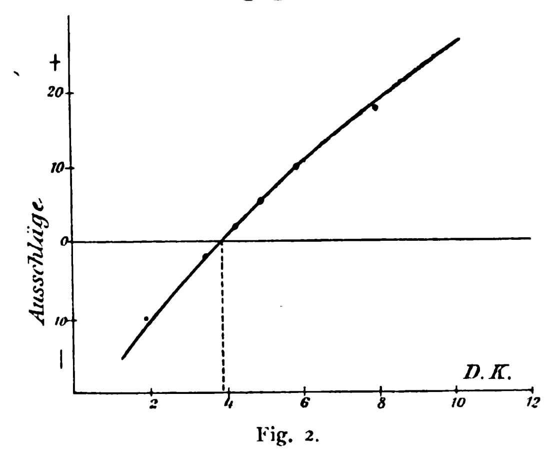


Fig. 2.

Figur 2 stellt die Ergebnisse dieser Messungsreihe graphisch dar, durch Interpolation findet man D.K. = 3,9 in genügender Übereinstimmung mit dem oberen Werte.

Die Methode ist erheblichen Verfeinerungen zugänglich, dürfte aber schon in der beschriebenen Form in Fällen anwendbar sein, in denen man nur kleine Substanzmengen zur Verfügung hat, oder die D.K. innerhalb bestimmter Grenzen rasch ermitteln will. Sie ist auch auf Flüssigkeiten anzuwenden, wenn man sich einen Satz von Pendeln bekannter und verschiedener D.K. aicht und der Reihe nach in die zu prüfende Flüssigkeit einführt (hierzu eignen sich z. B. Glasfäden verschiedener Glassorten D.K. 4—10) und sie dürfte sich daher in speziellen Fällen als recht bequem erweisen.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)

Über die durch elektrische Funken erzeugte polare Erwärmung und über den Widerstand, den dieselben im Wasserstoff finden.

E. Villari.

Zusammenfassung.

I. Funken von Kondensatoren, welche von einer spitzen Thermosäule zur anderen, oder von einer Thermosäule zu einer Kugel, oder von einer Säule zu einer Scheibe springen, erhitzen die Thermosäule in annähernd demselben Grade, einerlei ob sie positiv oder negativ ist.

Die Erwärmung der Pole, die durch Funken aus Kondensatoren erzeugt wird, nimmt vielleicht mit der Länge der Funken etwas zu.

Die Erwärmung nimmt zu mit den Ladungen, mit dem Potential, und mit Ladungen und Potential der Kondensatoren.

Die Erwärmung nimmt bei abnehmendem Drucke des Stickstoffes, in welchem die Funken der Kondensatoren überspringen, ein wenig zu.

Die durch Funken im Stickstoff erzeugte Erwärmung der Pole ist mehr als 2 $\frac{1}{2}$ mal grösser als die durch Funken im Wasserstoff erzeugte.

II. Der Strom einer Wimshurstschen Maschine zwischen zwei Thermosäulen, oder einer Thermosäule und einer Kugel oder einer Scheibe in Luft, erhitzt die Säule sehr viel (3- bis 5 mal) stärker, wenn sie negativ als wenn sie positiv ist.

Die Erwärmung der Pole, die durch einen Strom zwischen zwei Thermosäulen hervorgebracht wird, verändert sich wenig mit ihrer Entfernung, deutet aber vielleicht auf eine Entfernung mit einem maximalen thermischen Effekt hin.

Die Intensität des Stromes zwischen Säule und Kugel oder zwischen Säule und Scheibe verändert sich nicht mit der Richtung; die grössere Erwärmung der negativen Säule muss also einer besonderen Eigentümlichkeit des Stromes und nicht der Veränderung seiner Intensität zugeschrieben werden. Im Wasserstoff erhitzt der Strom die Kathode sehr viel stärker als die Anode; die Erwärmung der Pole ist jedoch geringer als beim Stickstoff.

III. Funken des Induktors zwischen zwei Thermosäulen, oder zwischen einer Thermosäule und einer Kugel erhitzen die Säule sehr viel stärker (3- bis 4 mal), wenn sie negativ als wenn sie positiv ist.

Nach Messung mit meinem Galvanometer mit vollständiger Isolierung verändert sich die Intensität der induzierten Entladung nicht, wenn die Entladung von einer spitzen Säule zu einer Kugel oder umgekehrt stattfindet; die stärkere Erhitzung der Kathode ist also durch eine eigentümliche Wirkung der Entladung verursacht und nicht durch die verschiedene Intensität, die durch die veränderte Richtung der Entladung hervorgebracht wird.

In verdünntem Stickstoff, der einen kleinen Widerstand hat, passieren direkte und umgekehrte Funken und die Entladungen sind sehr viel energischer: desshalb ist die polare Erhitzung durch besagte Entladungen sehr viel grösser als im Stickstoff bei gewöhnlichem Drucke. Ich liess die Entladung der Spule zwischen zwei Paaren von Thermosäulen in Reihenschaltung übergehen; diese Paare waren in zwei Ballons eingeschlossen, einer enthielt Stickstoff bei normalem Drucke. der andere solchen bei einem Drucke von 8 oder 10 mm; ich mass die Erwärmung stets mit derselben Säule, änderte dabei die Spannung des Stickstoffes in den beiden Ballons derart, dass die Entladung beim Durchgang durch beide Ballons, stets einen höchsten, konstanten Widerstand traf; indem ich nun die Richtung der Entladung umkehrte, bemerkte ich: dass die Erwärmung der Kathode stets sehr viel grösser als die der Anode ist, sowohl im normalen wie im verdünnten Stickstoff; dass im verdünnten Stickstoff die polare Erwärmung etwas geringer als im normalen ist.

Bei Verwendung beider Ballons, eines mit Stickstoff und eines mit normalem Wasserstoff gefüllten wurde, wie oben beobachtet:

dass im Wasserstoff die Erwärmung der Kathode stärker ist als die der Anode und dass im Wasserstoff die Erwärmung der Pole (bei gleicher Intensität der Entladung) etwas niedriger als in Stickstoff ist.

IV. Mass ich die Intensität des induzierten Stromes mit meinem Galvanometer mit vollkommener Isolierung, oder durch die Erwärmung der Thermosäule, so ergab sich:

a) Dass der induzierte Strom mehr abnimmt, wenn er einen Funken im Wasserstoff hervorbringt, als bei Produktion des gleichen Funkens im Stickstoff oder in Luft;

b) dass die Widerstände, welche der Entladung von einer 12,86 mm dicken Schicht von Wasserstoff oder Stickstoff entgegen gestellt werden, gleich sind mit den Widerständen einer 15 mm dicken, 99 und 59 cm langen Wassersäule;

c) dass eine 36,5 mm dicke Schicht Wasserstoff der Entladung einen ungefähr gleichen Widerstand bietet wie eine 49 mm dicke Schicht Kohlenanhydrid. Es verhält sich bei diesen Versuchen der Wasserstoff also wie ein Gas von grösserem Widerstand wie die Luft und das Kohlenanhydrid.

Diese Versuche müssen noch wiederholt und verändert werden. Analoge Resultate erhielt man bei Herstellung des elektrischen Bogens, der im Wasserstoff einen grösseren Widerstand findet als in der Luft.

Die in dieser Arbeit besprochenen Versuche sind vor ungefähr 15 Jahren gemacht worden.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 15. Dezember 1902.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor A. Battelli).

No. 15[1]: M. Allegretti, Über das Edisonsche Phänomen.

1. Das Edisonsche Phänomen besteht bekanntlich in dem Übergang der Elektrizität von dem äussersten negativen Ende des Glühfadens einer gewöhnlichen Lampe zu einer Metallplatte, die im Innern der Lampe befindlich ist; mit dieser Erscheinung haben Preece[2]) und Fleming[3]), sich direkt, Stark[4]), Welland[5]), Hittorf[6]), Goldstein[7]) und andere sich indirekt beschäftigt. Trotz dieser zahlreichen Arbeiten bleibt die Frage ungelöst, ob das Edisonsche Phänomen einer Ionisation zuzuschreiben sei, oder ob einem wirklichen und eigentümlichen Ausschleudern negativ geladener Teilchen, oder einer Emission von den Kathodenstrahlen ähnlichen Strahlen, oder der einen und der anderen Ursache gemeinsam.

Um soviel als möglich das Phänomen zu erklären, habe ich eine neue Reihe von Versuchen unternommen.

2. Nachdem ich lange Zeit gewöhnliche elektrische Glühlampen verwendet hatte, die zum Zwecke der Einführung der Platte seitlich mit einem Röhrensystem versehen waren, musste ich mir einen Typus einer Lampe herstellen, bei der ein schneller Ersatz des Fadens möglich ist, und welche gleichzeitig die Möglichkeit bietet, die Entfernung zwischen Scheibe und Faden innerhalb ziemlich weit gesteckten Grenzen zu verändern. Zu diesem Zwecke liess ich mir einen kugelförmigen Glasballon von 12 cm Durchmesser machen, dessen Öffnung durch einen eingeschliffenen Stopfen geschlossen wurde; in diesem befanden sich drei Löcher. Durch die beiden seitlichen Löcher gingen die zum Tragen des Fadens bestimmten Elektroden hindurch; dieser war derselbe, wie man ihn bei gewöhnlichen Lampen verwendet; durch das mittlere Loch führte eine Röhre, die den Apparat mit einer Quecksilberpumpe in Verbindung setzte. Ferner befand sich an dem Ballon eine 10 cm lange, 2 cm Durchmesser besitzende Röhre, welche die Einführung der Platte ermöglichte.

Um Druckveränderungen zu vermeiden, die

1) No. 14: Diese Zeitschrift **4**, 181, 1902.
2) Proc. of the R. Society, **42**, 219, 1885.
3) Phys. Soc. 1896 e Phil. Mag. **42**. **52**, 1886.
4) Wied. Ann. **68**, 918, 1899.
5) Proc. of the Cambridge Phil. Soc. **10**, [4],241, 1900.
6) Wied. Ann. **21**, 133, 1884.
7) Wied. Ann. **24**, 79, 1885.

bei der erhöhten Temperatur durch die dem Faden entströmenden Gase entstehen, oder um sie wenigstens so weit herabzusetzen, dass sie vernachlässigt bleiben durften, verband ich meine Lampe nicht direkt mit der Pumpe, sondern mit einem Glasgefäss von etwa vierzigmal so grossem Rauminhalt, und hielt sie längere Zeit, ungefähr 2 bis 3 Stunden, bereits angezündet, ehe ich die Versuche begann, und setzte währenddem die Pumpe noch in Bewegung. Hierdurch blieb der Druck während eines ganzen Versuches konstant, wovon ich mich durch Messungen vor und nach jedem Versuch stets überzeugt habe.

Die elektromotorische Kraft des Stromes, welcher die Lampe speiste, betrug 110 Volt; im Stromkreis befand sich ein Galvanometer und ein veränderlicher Widerstand, um die Intensität des Stromes während eines ganzen Versuches stets konstant zu halten.

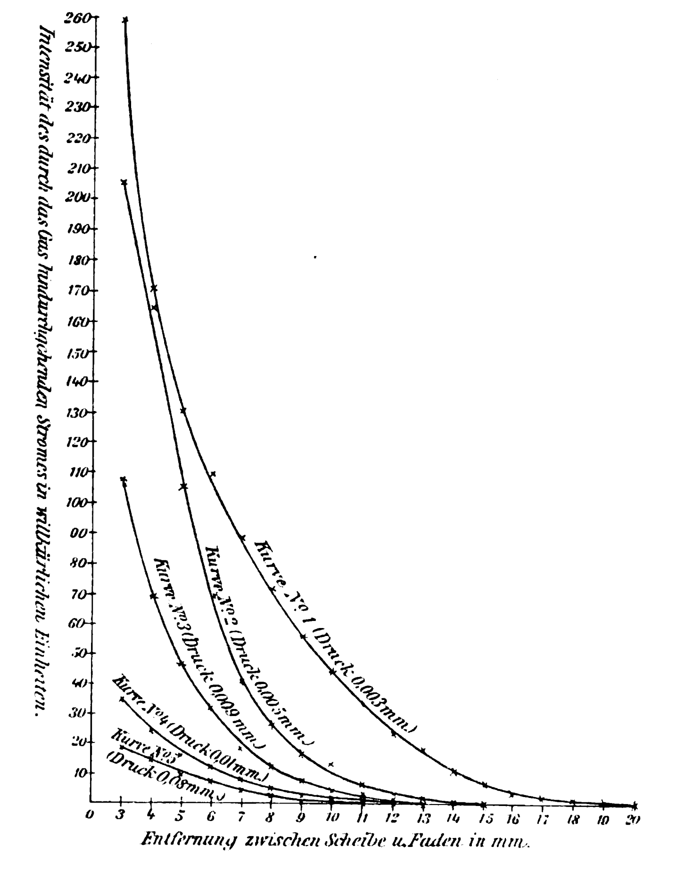
3. Die ersten Versuche hatten den Zweck zu prüfen, wie sich das Edisonsche Phänomen bei wechselnder Entfernung zwischen Platte und Faden verändert. Diese Versuche bei veränderter Entfernung wurden bei verschiedenen Drucken ausgeführt; wir erhielten folgende Kurven; die Entfernungen der Platte vom Faden sind als Abscissen gegeben, die Intensität des durch das Gas hindurchgehenden Stromes in willkürlichen Einheiten als Ordinaten.

Wir können nun aus den Kurven en nehmen, dass die Intensität des Strom zwischen Platte und Faden um so gröss ist, je geringer der Druck im Innern der Lamp ist und dass, wenn dieser zunimmt, die Inte sität sehr schnell geringer wird.

Hat der Druck sehr kleine Grössen, s gleicht die Kurve einem Aste der Hyperbe nimmt der Druck zu, so wird die Krümmun der Kurve schwächer und zwar um so ent schiedener, je mehr der Druck zunimmt.

4. Andere Versuche wendeten sich de Untersuchung zu, wie das Edisonsche Phä nomen durch Veränderung der Oberfläche de metallischen Platte verändert wird.

Zu diesem Zwecke stellte ich zwei rund Scheiben *A* und *B* her, deren Dicke un Durchmesser grösser sind als die der Platte. Im Centrum der Rundscheibe *A* brachte ich eine Höhlung an, in welche die Platte genau hereinpasste; in ähnlicher Weise besass die Rundscheibe *B* eine Höhlung, in welche die Scheibe *A* hereingepasst werden konnte. Beide Rundscheiben konnten an dem kleinen Messingbalken, welcher die Platte trug, hin und her geschoben werden; man konnte sie also im geeigneten Moment nacheinander auf dieselbe auffallen lassen; ihre Oberfläche wurde dadurch im Verhältnis von 1:4:9 vergrössert. Die Intensität des durch das Gas hindurchgehenden Stromes nahm zu, aber nicht proportional mit



der Vergrösserung der Plattenoberfläche: denn während diese im Verhältnis von 1:4:9 grösser wurde, stieg die Intensität des Stromes im Verhältnis von 1 : 2,4 : 3,6.

In der Folge untersuchte ich, ob das Edisonsche Phänomen irgendwelchen Einfluss auf eine lichtempfindliche Schicht ausübt. Diese Schicht umgiebt einen kleinen Metallcylinder und ist vor den Lichtstrahlen durch zwei Schichten von ganz dünnem schwarzen Papier geschützt; der Cylinder wird zwischen Platte und Faden gebracht. Da jedoch die lichtempfindliche Schicht durch das Steigen der Temperatur stark geschädigt wurde, bemühte ich mich, die Lampe nur in gleichmässigen Intervallen zu erregen, sodass die Schicht nur leicht erhitzt wird und sich im Intervall zwischen zwei aufeinander folgenden Glühperioden wieder abkühlen kann. Ich befestigte an die Achse eines Uhrwerks eine Metallscheibe, an ihre Peripherie war ein gleichfalls metallener kleiner Balken angelötet, der bei einer bestimmten Stellung der Platte in eine Quecksilberschale tauchte, die mit einem Pol des Hauptstroms verbunden war; die Achse des Uhrwerks war mit dem einen Ende des Fadens in Verbindung gebracht. Wurde nun das System in Gang gesetzt, so war der Stromkreis geschlossen, und die Lampe glühte nur in den Momenten, in welchen das kleine Bälkchen in die Schale tauchte. Durch Veränderung der Drehungsgeschwindigkeit kann man nach Belieben die Dauer des Glühens und des Intervalls zwischen zwei aufeinander folgenden Glühperioden verändern.

Die in der oben beschriebenen Weise aufgestellte lichtempfindliche Schicht wurde bei verschiedenen Versuchen immer zunehmenden Expositionsdauern bis zu vier Stunden ausgesetzt (die Dauer des Versuches betrug in diesem Falle drei aufeinander folgende Tage); doch konnte ich keinerlei Eindruck bemerken. Dieses negative Resultat schliesst jedoch einen photographischen Einfluss des Edisonschen Phänomens nicht aus. Es ist möglich, dass das Papier als Schirm dient, was man aus folgendem Versuch mutmassen möchte. Umgiebt man die Metallscheibe mit einer dünnen Papierhülle, so beobachtet man, auch wenn man den Versuch unter den dazu günstigsten Bedingungen ausführt, keinerlei Ablenkung am Galvanometer.

Da man die Schicht vor dem Lichte nicht schützen kann, ohne damit das Edisonsche Phänomen unwirksam zu machen, so versuchte ich bei unbedeckter Schicht zu experimentieren, und liess in den Glühfäden nur einen schwachen Strom passieren, der ihn nicht zum Glühen bringen konnte. Obwohl die Platte in geringster Entfernung vom Faden war, wurde das Galvanometer doch erst bei Beginn des Glühens abgelenkt; und so schwach dieses Glühen auch war, so reichte es doch aus, um die lichtempfindliche Schicht zu beeinflussen.

5. Da ich auf diesem Wege zu keinem positiven Resultat gelangen konnte, suchte ich zu prüfen, wie man durch ein magnetisches Feld das Edisonsche Phänomen näher kennen lernen kann; ich verwendete dabei folgende Anordnung. In einer kleinen kreisförmigen dcheibe befindet sich ein diametraler Spalt von ungefähr 1 mm Breite; hinter dieser Rundscheibe, in einer Entfernung von etwa 2 cm, stehen zwei halbkreisförmige Platten; jede ist von der andern isoliert; sie liegen in ein und derselben Ebene, so dass zwischen ihnen ein leerer Raum oder Spalt entsteht, der etwas breiter als der oben beschriebene Spalt ist und diesem parallel läuft. Von den oben beschriebenen Platten gehen zwei isolierte Kupferdrähte aus, von denen man bald den einen, bald den andern mit einer der Klemmschrauben des Galvanometers in Verbindung bringt, während der andere gewöhnlich mit dem positiven Ende des Glühfadens verbunden ist. Dieser Apparat wird ins Innere der Lampe gebracht und zwar so, dass die mittlere Linie der Spalte und der Faden in einer Ebene liegen. Aussen, mit der eigenen Achse parallel zu den beiden Spalten, befindet sich der Magnet in der Höhe zwischen der ersten und der zweiten Platte. Ist der Magnet nicht erregt, so beobachtet man beim Glühen der Lampe keinerlei Ablenkung auf dem Galvanometer, weil die Rundscheibe als Schirm wirkt; ist der Magnet erregt, so müsste der Strom eine der beiden Platten treffen, wenn er durch das Gas hindurch nach der einen oder andern Seite an der Ebene des Glühfadens und der beiden Spalte abgelenkt würde; das Galvanometer müsste dann anzeigen, welche der beiden Platten die getroffene war.

Wirklich wurde auch eine ganz kleine Ablenkung auf dem Galvanometer bemerkbar, sowie der Faden anfing zu glühen; in der Folge wurde die anfängliche Ablenkung stärker, wenn man einen Südpol heranbrachte, während die linke Platte mit dem Galvanometer verbunden war, oder auch bei Annäherung des Nordpols bei Verbindung der rechten Platte mit dem Galvanometer.[1])

Aus obigen Versuchen darf man folgendes schliessen:

a) Die dem Edisonschen Phänomen zuzuschreibende Intensität des Stromes nimmt mit zunehmender Entfernung zwischen Platte und

1) „Links" und „rechts" ist hier auf einen Beobachter bezogen, den man sich im Innern der Lampe stehend denken muss; seine Füsse stehen nach der unten befindlichen Schleife des Glühfadens zu, während er nach den Platten hin sieht.

Faden ab. Die Abnahme ist eine viel raschere, als es das Gesetz der Proportionalität mit sich bringt, wenn der Druck nur ziemlich geringe Grössen hat (Kurve 1, 2, 3); nimmt der Druck zu, so nähert sich die Kurve einer geraden Linie an (Kurve 4, 5). Die Intensität des durch das Gas hindurchgehenden Stromes, die ein und derselben Entfernung, aber verschiedenen Drucken entspricht, ist maximal für die niedrigsten Drucke; steigt der Druck, so nimmt dieselbe sehr schnell ab.

b) Die Intensität des durch das Gas hindurchgehenden Stromes nimmt zu mit einer Vergrösserung der Plattenoberfläche. Die Zunahme geht nicht proportional der Grössenzunahme, sondern sehr viel weniger schnell als letztere von statten.

c) Das Edisonsche Phänomen hat keinerlei Einfluss auf eine lichtempfindliche Schicht, die von schwarzem Papier bedeckt zwischen Faden und Platte befindlich ist.

d) Ein magnetisches Feld bringt die gleiche Verminderung der Stromintensität durch das Gas hindurch hervor, einerlei ob es positiv oder negativ ist. Diese Verminderung rührt von der Thatsache her, dass der Strom von einem magnetischen Pole in derselben Weise wie die Kathodenstrahlen abgelenkt wird.

Die im Vorhergehenden auseinandergesetzten Thatsachen können meiner Ansicht nach in folgender Annahme ihre Erklärung finden. Bei Drucken von stets ziemlich bedeutenden Grössen scheint mir das Edisonsche Phänomen überwiegend von der vom Gas dank der erhöhten Temperatur erworbenen Leitungsfähigkeit herzurühren; später, wenn der Druck abnimmt, gewinnt eine Strahlung irgendwelcher Art das Übergewicht. Man kann nicht entscheiden, ob die von mir genannte Leitungsfähigkeit thatsächlich elektrolytischer Natur ist. Meine Versuche scheinen dagegen zu sprechen. Sicher ist aber, dass jene Leitfähigkeit allein für den ganzen Übergang der Elektrizität von der Platte zum Faden nicht ausreicht. Dass irgend eine Art von Strahlung vorhanden ist, findet seine Bestätigung durch meine Versuche über die Veränderungen, die ein magnetisches Feld in dem durch das Gas hindurchgehenden Strome hervorruft. Diese lassen daran denken, dass besagte Strahlung derselben Natur sein möchte wie die der Kathodenstrahlen.

Man kann hiergegen einwenden, dass, falls es sich wirklich um Kathodenstrahlen handelte, die lichtempfindliche Schicht irgend eine Beeinflussung aufweisen müsste.

Es könnte sich jedoch um eine Art von Kathodenstrahlen handeln, die zu schwach sind, das schwarze Papier zu durchdringen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 16. Dezember 1902.)

Unmittelbare Beobachtung stehender elektrischer Drahtwellen.

Von J. J. Borgmann.[1])

Zur Demonstration der elektrischen Schwingungen, die in den zwei parallelen Drähten des Sekundärstromkreises einer Lecherschen Anordnung entstehen, wurde von L. Arons[2]) im Jahre 1892 eine lange (250 cm) breite (Durchmesser 6 cm) Glasröhre empfohlen, in welcher parallel der Achse zwei Aluminiumdrähte gezogen sind, und aus der die Luft bis auf eine Spannung von wenigen Millimetern entfernt worden ist. Beim Einschalten der Röhrendrähte in den Sekundärstromkreis einer Lecherschen Anordnung und beim Funktionieren des Hertzschen Schwingungserregers leuchtet im Innern der Röhre das Gas zwischen den Drähten an den den Schwingungsbäuchen entsprechenden Stellen. Diese Leuchterscheinungen ermöglichen ein unmittelbares Ausmessen der Länge der entstandenen stehenden elektrischen Wellen. Im Jahre 1899 beobachtete W. D. Coolidge[3]) ein ganz ähnliches Leuchten zweier dünner paralleler Messingdrähte, welche sich in freier Luft befanden und deren Abstand zwischen 2 und 30 mm betrug (der günstigste Abstand war 10 bis 20 mm). Dieses Leuchten war nur viel schwächer als das bei der Aronsschen Anordnung beobachtete. Ungeachtet dessen gelang es W. D. Coolidge, dieses Leuchten zu photographieren.

Ich hatte einige Male die Gelegenheit, die Aronssche Röhre bei Vorlesungsdemonstrationen über stehende elektrische Wellen zu verwenden. Experimente, die ich vor einiger Zeit gemacht habe, zeigten mir, dass sich die unmittelbare Beobachtung dieser Wellen im Drahte erzielen lässt und die Erscheinung dabei sogar deutlicher hervortritt, falls man eine bis zu einigen Millimetern evakuierte Röhre mit nur einem längs der Röhrachse eingeschmolzenen Draht gebraucht. Dabei kann der andere Draht des Sekundärstromkreises in beliebiger Entfernung sich befinden. Ich gebrauche Röhren solcher Art, wie ich bei der Untersuchung des Leuchtens verdünnter Gase unter Einwirkung eines Induktorpols verwendete.[4]) Der axiale Draht einer solchen Röhre wird an den an einem Ende überbrückten Sekundärstromkreis eines Drudeschen[5]) Apparates zur Bestimmung von Dielektrizitätskonstanten flüssiger Körper eingeschaltet. Beim Funktionieren

1) Physikalisches Institut der Kaiserlichen Universität St. Petersburg.

2) Arons, Wied. Ann. **45**, 553, 1892.

3) Coolidge, Wied. Ann. **67**, 578, 1899.

4) Borgmann, diese Zeitschr. **2**, 659, 1901; **3**, 433, 1902.

5) Drude, Wied. Ann. **61**, 466, 1897.

des von einem Tesla-Transformator und einem kleinem Induktor (3 cm Funkenlänge) gespeisten Blondlot-Vibrators, entstehen im Inneren der Röhre auf dem Drahte spindelförmige Leuchterscheinungen, welche durch dunkle Zwischenräume voneinander abgeteilt sind. Bei Änderung der Lage des ersten Brückendrahtes ändert sich die Länge der im Stromkreise entstandenen Wellen, also auch die Zahl der einzelnen Leuchterscheinungen (Schwingungsbäuche) auf dem Röhrendraht. Bei Verwendung dieses ersten Brückendrahtes werden die Leuchterscheinungen in der Röhre besonders beständig.

Die beigegebene Zeichnung ist eine Kopie einer photographischen Aufnahme (Exposition 8 Minuten) der Erscheinung in einer 1 m langen Röhre. Die dunklen Flecken auf den Drahtenden sind Schatten von Gummiröhren, auf denen die Glasröhre an den betreffenden Stellen aufgehängt war; die Distanz zwischen diesen Stellen auf der Röhre betrug 778 mm. Bei Einschaltung einer zweiten Röhre in die andere Seite des Sekundärstromkreises erhält man selbstverständlich in der zweiten Röhre dieselbe Erscheinung; zu Demonstrationszwecken ist die Verwendung zweier paralleler Röhren besonders geeignet. Der Durchmesser der Röhre übt selbstverständlich keinen Einfluss auf die Erscheinung aus; bei gleichem Sekundärstromkreis entsteht in Röhren von verschiedenem Durchmesser eine und dieselbe Erscheinung. Die Gasspannung ist von Einfluss auf das mehr oder weniger deutliche Hervortreten der Erscheinungen. Bei sehr kleinen Luftspannungen erfüllt das Leuchten den ganzen Querschnitt der Röhre und die dunklen Räume zwischen den einzelnen Leuchterscheinungen treten weniger scharf hervor. Am besten evakuiert man die Röhre bis zu einer Spannung von 4—5 mm.

Ich kann nicht unerwähnt lassen, dass die spindelförmigen Leuchterscheinungen auf dem Drahte nicht sofort nach Inganglassen des Vibrators auftreten; man muss dazu eine kleine Zeit, bis 2—3 Minuten abwarten. Erst dann fangen die Drähte an zu leuchten und entstehen die beständigen Lichtspindeln. Dabei muss der Unterbrecher des Induktors ziemlich rasch arbeiten; bei langsam und unregelmässig arbeitendem Unterbrecher tritt die Erscheinung überhaupt nicht auf. Bei Verwendung des vorderen Brückendrahts gelingt es zuweilen nicht, die Lichterscheinungen auf dem Röhrendraht hervorzurufen. In diesem Falle entfernt man am besten den Brückendraht und wartet ab, bis das Leuchten sich einstellt, wonach man die Brücke am entsprechenden Orte (der durch einige vorhergehende Versuche aufgefunden worden ist) einstellt. Ohne vorderen Brückendraht entstehen wohl auch Schwingungsbäuche auf dem Drahte, sie sind aber lange nicht so ruhig, wie bei Verwendung dieser Brücke.

(Eingegangen 25. Dezember 1902.)

Über Elektrizitätszerstreuung bei nebeligem Wetter.

Von A. Gockel.

Der Einfluss, den Nebel auf das elektrische Verhalten der Atmosphäre ausübt, kann ein sehr verschiedenartiger sein. Die im Herbst und Winter auftretenden Bodennebel pflegen, wie die Erfahrung lehrt, das Potentialgefälle beträchtlich zu erhöhen und zwar nach der sehr wahrscheinlichen Annahme der Herren Elster und Geitel dadurch, dass sie die gegen den Erdboden zu wandernden positiven Ionen in sich zurückhalten. Ferner habe ich selbst früher die Beobachtung gemacht, dass oberhalb stagnierender Nebelschichten das elektrische Feld eine starke Erhöhung erfährt.[1]) Aufsteigende Nebel dagegen beeinflussen unter Umständen das Elektrometer gar nicht, oder sie vermindern das Potentialgefälle manchmal sogar so weit, dass dasselbe negativ wird.[2]) Die Beobachtung Wilsons, dass in erster Linie die negativen Ionen die Kerne bilden, auf denen die Nebeltröpfchen sich kondensieren, lässt eine negative Ladung von Nebeln erklärlich erscheinen.

Um die noch wenig studierte Ionenführung von Nebeln mittelst des Zerstreuungsapparates zu prüfen, begab ich mich im verflossenen September auf das Brienzer Rothorn. Ich wählte diese 2300 m hohe Felskuppe mit Rücksicht auf ihre isolierte Lage und ihre leichte Zugänglichkeit. Die Zerstreuungsbeobachtungen wurden ebenso wie meine früheren Messungen mit dem Elster und Geitelschen Apparate ausgeführt. Der Schutzcylinder bestand aus Drahtgeflecht mit etwa 2 cm weiten Maschen. Um Ionengehalt und Ionenbeweglichkeit getrennt messen zu können und sich von der wechselnden Windstärke unabhängig zu machen, wäre es vorteilhaft gewesen, gleichzeitig mit dem Ebertschen Apparate zu arbeiten. Leider kam ich nicht rechtzeitig in den Besitz eines geeigneten Aspi-

1) Gockel, Luftelektrische Untersuchungen (Collectanea Friburgensia N. F. IV), Freiburg (Schweiz) 1902, S. 25 u. 28.

2) Chauveau, Recherches sur l'électricité atmosphérique, I. mémoire, p. 13.

rators. Während der 8 Tage, die ich auf dem Berge zubrachte, war dieser niemals ganz nebelfrei. Nur an einem Tage, dem 27., war es mir möglich, auch eine zusammenhängende Reihe aktinometrischer Beobachtungen anzustellen, aus denen ich Schlüsse auf die Transparenz der Atmosphäre ziehen wollte. Aus den wenigen gewonnenen Zahlen ergab sich indessen nur, dass bei gleicher Sonnenhöhe die Intensität der Strahlung beträchtlich höher war als in Freiburg und etwa der im März in Zermatt beobachteten gleichkam. Die Transparenz der Atmosphäre an dem betreffenden Tage kann also als eine normale angesehen werden. Aber selbst an dem einen Tage, an dem die Spitze den ganzen Tag nebelfrei blieb, lag unten auf dem Brienzer See und im Marienthale, einem Seitenthale des Entlibuch dicker Nebel, der gegen Abend für kurze Zeit bis zu 1800 m Höhe emporstieg. Niemals aber hob sich die Nebelschicht hoch über den Berg. Mit Ausnahme weniger Stunden war durch den Nebel, der die Spitze umgab, der blaue oder nur wenig bewölkte Himmel sichtbar. Meistenteils wogte das Nebelmeer am Berge auf und ab, bald die Spitze für kurze Zeit völlig einhüllend, bald wieder für einige Viertelstunden die oberen Hänge bis auf 1500 m herab und damit gleichzeitig die prachtvolle Aussicht auf das gegenüberliegende Berner Oberland freigebend. Bei starkem Winde zogen in rascher Folge einzelne Nebelschwaden über den Grat des Berges weg, während der Himmel kaum bewölkt erschien.

Gleichzeitig mit den Zerstreuungsbeobachtungen führte ich Messungen des Potentialgefälles, des Luftdruckes, der relativen Feuchtigkeit und der Temperatur in der üblichen Weise aus. Die Messungen des Potentialgefälles auf eine ebene Fläche zu reduzieren, erlaubten die Terrainverhältnisse nicht. Selbstverständlich wurde stets an derselben Stelle, etwa 25 m vom Gasthofe entfernt, gemessen. Die Stärke des elektrischen Feldes schwankte in unregelmässiger Weise, die beobachteten Werte hingen von der Intensität des herrschenden Windes und der Höhe der Nebelschicht ab. An dem einen grösstenteils nebelfreien Tage beobachtete ich ein Gefälle von ca. 300 Volt per Meter. Als gegen Abend der Nebel heraufkam, stieg dasselbe auf 680 $\frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$. Während der Tage, an denen der Berg fast vollständig mehr oder minder stark in Nebel eingehüllt war, schwankte das Potentialgefälle an meinem Beobachtungsplatz zwischen 500 und 750 Volt. Über eine merkwürdige Erscheinung, die sich einmal während des Sonnenunterganges einstellte, soll später im Zusammenhang mit ähnlichen Beobachtungen referiert werden.

Die Zerstreuung betreffend ist vorweg zu nehmen, dass an dem einzigen schönen Tage, an dem aber, wie bemerkt, der Nebel über dem Brienzer See niemals verschwand, $q = \frac{a_-}{a_+}$, d. h. das Verhältnis der Geschwindigkeiten, mit der sich negative und positive Ladungen zerstreuten, im Laufe des Tages ziemlich regelmässig anstieg; nur um die Mittagszeit trat eine kurze Unterbrechung dieses Steigens ein.

Ich führe die Zahlen hier an, weil sie einen Vergleich nahelegen mit der von Ebert[1]) konstatierten täglichen Variation des Verhältnisses q.

		a_-	a_+	q
		Prozent		
27. IX. 02	6—7^{h}a.	10,2	8,8	1,31
	9—10^{h}a.	15,1	8,9	1,68
	10—11^{h}a.	13,55	4,82	2,81
	1—2^{h}p.	8,26	4,09	2,02
	2—3^{h}p.	10,93	3,23	3,38
	4—5^{h}p.	7,99	3,32	2,41
	5—5^{h}30 p.	8,38	3,32	2,84
	5^{h}30—6 p.	10,43	2,11	4,93
	8—9^{h}p.	17,46	17,22	1,02

Die mittägige Depression des Wertes q tritt etwas später ein, als Ebert in der Ebene beobachtet (11—12^{h}a.), sie steht ebenso wie das von Ebert auf der bayrischen Hochebene und von mir in der Sahara und auch hier beobachtete abendliche Maximum des Wertes q im Zusammenhang mit dem gegen Mittag fast überall beobachteten Sinken und dem Abends vielfach konstatierten raschen Ansteigen des Potentialgefälles.

Die in der letzten Zeile der obigen Tabelle angeführten Werte der Zerstreuungskoeffizienten sind die höchsten, die ich bis jetzt beobachtete. Sie kommen denen gleich, die Elster und Geitel auf dem Säntis und dem Gornergrat beobachtet haben. Es sind nämlich meine Zahlen ungefähr mit 3 zu multiplizieren, um vergleichbar zu sein mit denen, die bei Anwendung eines Schutzcylinders aus Messing gewonnen wurden. Die angeführten Werte von q sind bedeutend höher als im Flachlande, wo, abgesehen von einigen Abendstunden q den Wert 1,2 selten übersteigt. Die hohen Werte von q sind weniger auf eine Erhöhung von a_- als auf eine Erniedrigung von a_+ zurückzuführen.

Dichte, nässende Nebel, die den Berg vollständig einhüllten, drückten den Zerstreuungskoeffizienten für positive und negative Ladungen auf Werte herab, die zwischen 4 und 6 Proz. per Minute schwankten.

Die Abnahme der Zerstreuungsgeschwindigkeit ist für negative Ladungen etwas stärker als für positive, so dass q im allgemeinen zwischen 1 und 2 schwankt. Nur einmal fiel dieser Wert

1) Ebert, Nachrichten der K. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-phys. Klasse, Heft 3. 1902. Vgl. auch diese Zeitschr. 4, 93, 1902.

auf 0,79. Es war dies am 25. IX. 9^ha. Dabei belehrte das Durchschimmern der Sonne, dass die Dichte des Nebels nach oben rasch abnahm. Wenn der Beobachtungsort selbst nebelfrei war, während einige hundert Meter weiter unten die Nebel auf- und abwogten, waren die elektrischen Verhältnisse von den eben geschilderten nur graduell verschieden. Die Zerstreuung sowohl negativer als auch positiver Ladungen war weniger gehemmt, der Wert von q schwankte zwischen 0,91 und 2,02. Nur einmal wurde unter solchen Verhältnissen um 5^hp. der Wert 2,41 beobachtet. Im allgemeinen wurde also bei nebeligem Wetter der Wert von q niedriger befunden als bei heiterem, und das ist deshalb bemerkenswert, weil ich im Flachlande während der im Herbst und Winter den Boden bedeckenden Nebel fast stets das Gegenteil beobachtet habe. Die Zerstreuungsgeschwindigkeit positiver Ladungen, die bei heiterem Wetter immer einige Prozente pro Minute beträgt, sinkt während solcher auf $\frac{1}{2}$ bis 1 Proz., so dass das Verhältnis q auf 4,8 steigen kann, auf jeden Fall bei dichtem Nebel nicht unter 2 heruntergeht, während der normale Wert, wie oben bemerkt, 1—1,2 beträgt.

Schwacher Dunst, der am 27. gegen 3 p. die Aussicht störte, übte, wie die obige Tabelle zeigt, keinen erkennbaren Einfluss auf das Zerstreuungsvermögen aus, während der herbstliche und winterliche Dunst in der Ebene in seiner Wirkung auf den Zerstreuungsapparat sich von den dichteren Bodennebeln nicht unterscheidet. In Zermatt habe ich einmal an einem Märzmorgen, während ein leichter Dunst die Hänge des Thales verschleierte, den Wert q zu 4,98 gemessen. Die Erklärung des elektrischen Verhaltens der Bodennebel bietet keine Schwierigkeiten. Die Herren **Elster** und **Geitel** nehmen an, dass die gegen den Erdboden zu wandernden positiven Ionen in dem Nebel zurückgehalten werden. Während die Beweglichkeit der Ionen beider Arten gehemmt ist, bewirkt der sich bildende Überschuss positiver Ionen, dass eine negative Ladung relativ rascher zerstreut wird als eine positive. Es erklärt sich auf diese Weise sowohl die Erhöhung des Wertes q als auch die des Potentialgefälles, das, während solche stagnierende Nebel den Boden bedecken, den Wert von $1000 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$ erreichen kann. Ganz wie die Bodennebel verhielt sich ein dünner Nebel der am Morgen des 28. IX. den Gipfel des Rothorns umgab. Das gegenüberliegende Hochgebirge und die einige hundert Meter tiefer am Rothorn gelegenen Alpen waren mehr oder weniger deutlich sichtbar. Auch liess sich eine schwache Bedeckung des Himmels mit Altocumuli unterscheiden. Das Potentialgefälle erreichte den Wert von $700 \frac{\text{Volt}}{\text{Meter}}$. Der Zerstreuungskoeffizient negativer Ladungen, a_-, wurde gefunden zu 8,03 Proz., a_+ zu 1,43 Proz., $q = 5,77$. Gegen Mittag nahm a_- immer mehr ab, während a_+ ziemlich konstant blieb, so dass gegen 3 p. q auf 1,19 gesunken war. Der Nebel wurde im Laufe des Vormittags immer dichter, gegen 2 p. trat zuerst Graupel- dann Schneefall ein. Während also, wie die langsame Zerstreuung positiver Ladungen zeigt, die Beweglichkeit der als Kondensationskerne dienenden negativen Ionen schon am Morgen im dünnen Nebel gelähmt war, nimmt mit zunehmender Dichte des Nebels auch die der positiven Ionen ab. Aus dem Umstande, dass hier schon von Anfang an der Wert von a_+ sehr gering war, ziehe ich den Schluss, dass die hohen Werte von q, welche in Bodennebeln beobachtet werden, nicht nur auf eine Einwanderung positiver Ionen, sondern auch auf eine stärkere Hemmung der Beweglichkeit der negativen Ionen zurückzuführen sind.

Dass q während dichter Nebel auf dem Berge stark sinkt, habe ich wiederholt beobachtet. Am 29. IX. 9^ha. fand ich in einem nässenden Nebel, der aber die Sonne durchschimmern liess und gegen Mittag den Berggipfel für einige Zeit ganz freigab, $a_- = 5,09$ Proz., $a_+ = 5,95$ Proz., $q = 0,79$.

Ein Überschuss positiver Ionen, wie er bei schönem Wetter in der Nähe der Berggipfel stets vorhanden ist, findet sich im Nebel nicht mehr in diesem Masse, im Gegenteil es kann die Zerstreuung positiver Ladungen, wie die obigen Zahlen zeigen, rascher erfolgen. Auch die Messungen des Potentialgefälles deuten nicht immer auf einen Überschuss positiver Ionen hin. Wenigstens liessen die einzelnen Nebelschwaden, die über den Berg wegzogen, einen Einfluss auf das Elektrometer nicht erkennen. Allerdings wirkte unter diesen Umständen der starke Wind sehr störend, und in dichtem nässenden Nebel wurden die Messungen durch die Schwierigkeit, die Isolation gut zu erhalten, beeinträchtigt. Einige Male haben allerdings stagnierende Nebel eine deutliche Erhöhung des Potentialgefälles herbeigeführt. Immerhin geht aus der von mir genügend konstatierten Tnatsache, dass Nebelbildung auf dem Rothorn den Wert von q gegenüber dem bei schönem Wetter beobachteten herabdrückt, hervor, dass ein Überschuss positiver Ionen in der Nähe des Zerstreuungsapparates bei Nebel nicht vorhanden war. Da nun unzweifelhaft eine Wanderung der positiven Ionen gegen den Berg hin in noch viel stärkerem Masse stattfindet als gegen den Boden des Flachlandes, so muss in den die Bergspitze umgebenden Nebel bereits eine Trennung der als Kondensationskerne dienenden negativen und der beweglich bleibenden positiven Ionen stattgefunden haben. Die in

der Höhe sich kondensierenden Nebel bilden sich in einem aufsteigenden Luftstrome. Es ist nun denkbar, dass dieser Luftstrom die positiven Ionen mit sich emporreisst, während den mit Nebeltropfen beladenen negativen eher eine Fallbewegung zukommt. Dass gerade leichte Niederschläge vorwiegend negative Elektrizität zur Erde führen, ist von den Herren Elster und Geitel nachgewiesen worden. Auch ist schon seit langem bekannt, dass häufig mit der Annäherung von Regenwolken an einen Ort das Potentialgefälle daselbst sinkt und sogar negativ wird. Ich selbst habe während Schneegestöbern fast stets eine raschere Zerstreuung der positiven als der negativen Elektrizität, also einen Überschuss negativer Ionen gefunden. Man kann zur Erklärung der bei nebeligem Wetter beobachteten niederen Werte von q auch annehmen — und das würde sehr gut mit der oben angeführten allmählichen Erniedrigung der Zerstreuungsgeschwindigkeit negativer Ladungen stimmen — das mit zunehmender Übersättigung auch die positiven Ionen Kondensationskerne bilden und dadurch in ihrer Beweglichkeit gehemmt werden. Aber dann entsteht die Frage, warum sich trotzdem bei Bodennebeln der Überschuss positiver Ionen so stark geltend macht. Um diese Frage befriedigend beantworten zu können, darf man meines Erachtens den Nebel allein für den Überschuss positiver Ionen am Boden nicht verantwortlich machen, sondern muss die ganze Wetterlage in Betracht ziehen. Die herbstlichen und winterlichen Bodennebel bilden sich fast ausschliesslich im Gebiete einer Anticyklone, also unter der Herrschaft absteigender Luftströme. Solche Luftströme führen aber, wie schon von den verschiedensten Seiten konstatiert wurde, stets einen Überschuss positiver Ionen mit sich. Ebert[1]) hat durch Beobachtungen im Ballon nachgewiesen, und ich[2]) selbst habe dieselbe Thatsache bei Messungen auf Bergen beobachtet, dass sich im Gebiete einer Anticyklone über dem winterlichen Bodennebel ein Überschuss positiver Ionen findet, so dass der Wert von q oberhalb des Nebels sogar noch ein grösserer sein kann als im Nebel selbst. Eine Erklärung für den Reichtum der absteigenden Luft an positiven Ionen kann man in der Thatsache finden, dass Ebert[3]) bei einer Ballonfahrt in der Höhe von über 3000 m einen starken Überschuss positiver Ionen gefunden hat. Übereinstimmend damit haben ja auch die im Ballon von verschiedenen Forschern ausgeführten Potentialgefällmessungen das Vorhandensein positiver Massen in ca. 3000 m Höhe nachgewiesen.

Umgekehrt erscheint es, als ob aufsteigende Luftströme, auch wenn sie nicht zur Bildung von Wolken Veranlassung geben, negative Ionen mit sich führen. Dass bei heiterem Wetter positive Ladungen rascher zerstreut wurden als negative, dass q also kleiner als 1 war, habe ich hier in Freiburg fast ausschliesslich bei fallendem Barometer, also unter der Herrschaft aufsteigender Luftströme beobachtet. Auch auf dem Rothorn wurden einigemale bei sinkendem Barometer verhältnismässig niedere Werte von q beobachtet, wenn der Berg entweder ganz frei von Nebeln oder diese letzteren wenigstens 800 m unter dem Beobachtungsplatze blieben. So wurde, wie schon angegeben, am 27. zwischen 8 und 9 p. bei vollständig klarem Himmel und hübscher Aussicht auf die Lichter des 15 km entfernten Interlakens gemessen $a_- = 17{,}49$ Proz., $a_+ = 17{,}22$ Proz., $q = 1{,}02$. Das Barometer war in raschem Fallen begriffen.

Es wurde abgelesen am:

27.	1^h 30 p.	583,40
	2^h p.	583,13
	4^h 30 p.	582,88
	6^h 30 p.	582,45
	10^h p.	582,35
28.	7^h a.	580,28

Ebenso blieb während des ganzen 29. das Verhältnis q stets unter 1,5, obgleich nur zweimal, nämlich zwischen 9—10^h a. und 5—6^h p. der Nebel über 1500 m emporstieg. Die Schweiz befand sich an diesem Tage in einem Depressionsgebiete, der Luftdruck auf dem Rothorn betrug nur 572 mm. Einen aussergewöhnlich niedrigen Wert von q beobachtete ich am 23. III. in Zermatt, als sich der Himmel in einer Pause zwischen zwei Schneegestöbern für einige Stunden aufklärte. Ich fand damals:

$$a_- = 5{,}93 \text{ Proz.}$$
$$a_+ = 11{,}59 \text{ Proz.}$$
$$q = 0{,}51.$$

Der gleichzeitig herrschende Barometerstand war der niedrigste, den ich während meiner Anwesenheit in Zermatt beobachtete.

Vielleicht geben diese Zahlen auch anderen Beobachtern Anlass, ihr Material darauf zu prüfen, ob sich ein Zusammenhang der Ionenführung der Luft, speziell der Grösse q, mit dem Barometerstand herausstellt. Ein solcher Zusammenhang müsste sich bei ruhigem Wetter auch in der täglichen Kurve von q zeigen, besonders an den Orten, an denen die tägliche Periode des Luftdruckes sehr ausgeprägt ist.

Ich glaube, dass auch die von mir in der Sahara angestellten Beobachtungen[1]) auf einen solchen Zusammenhang hinweisen.

1) Ebert, Sitzungsber. d. K. Akad. zu München, Math.-phys. Kl. **31**, 45, 1901.
2) Gockel, l. c., S. 25 u. 28.
3) Ebert, l. c., S. 50.

1) Gockel, Diese Zeitschr. **3**, 209, 1902 und Luftelektrische Untersuchungen, S. 8 u. ff.

Freiburg (Schweiz), Dezember 1902.

(Eingegangen 29. Dezember 1902.)

Über Elektrizitätszerstreuung in der Atmosphäre.

Von Paul Czermak.

Da ich nun seit einem Jahre regelmässige Zerstreuungsbeobachtungen sowohl selbst, als auch unter Mithilfe einiger Studierender hier ausgeführt habe, so möchte ich auf einige allgemeine Resultate hinweisen, die sich schon jetzt aus denselben erschliessen lassen. Die ausführliche Bearbeitung des ganzen Beobachtungsmateriales muss ich mir aber auf eine spätere Zeit aufbewahren, da ich aus Gründen der Gleichmässigkeit des Materiales die Beobachtungen noch bis Ende März fortführen muss und der Extensobericht in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie abgedruckt wird, mit deren reichlicher materieller Unterstützung die Durchführung dieser Arbeit überhaupt ermöglicht wurde.

Aus dem bisherigen Materiale aber ergiebt sich folgendes:

1. Ein deutlicher jährlicher Gang der Zerstreuung. Im Winter treten die kleinsten Werte auf und nehmen dieselben gegen den Sommer hin zu, wo sie dann durch längere Zeit auf einer ziemlichen Höhe bleiben. Im Herbste tritt langsame Abnahme ein, um sofort beim Eintritte der eigentlichen Winterkälte und insbesonders beim Erscheinen der Schneedecke wieder auf die kleinsten Werte herab zu gehen.

2. Ein deutlicher täglicher Gang und zwar mit einem auffälligen Minimum zwischen 11 und 12 Uhr Mittags und einem Maximum am Nachmittage zwischen 4 und 5 Uhr. Dieses letztere rückt vom Sommer gegen den Winter zu näher an den Mittag heran und verschwindet oft bei eingetretenem Frostwetter und ausgebreiteter Schneedecke.

3. Auffälliges Ansteigen der Zerstreuung tritt bei Föhnwind auf und zwar ist dieser Einfluss am deutlichsten in den Wintermonaten zu beobachten, wo jeder Föhntag sofort gegen die anderen Tage herausfällt. An Föhntagen ist auch das nachmittägige Maximum erhalten.

4. Die grössten Werte der Zerstreuung treten aber bei Tagen mit starker Kumulusbildung, also bei starkem aufsteigendem Luftstrome, auf. Es zeigt sich dies bereits im Frühjahre und noch mehr an Gewittertagen im Hochsommer.

5. Korrespondierende Beobachtungen in der Höhe ergaben die bekannte Zunahme der negativen Zerstreuung und eine Verschiebung des mittägigen Minimums und nachmittägigen Maximums um ca. 2 Stunden gegen den Nachmittag zu.

Zur Erklärung dieser Erscheinungen ist zu berücksichtigen, dass die Beobachtungen in einem Gebirgsklima stattfinden und sich in denselben die lokalen Verhältnisse widerspiegeln müssen.

Wie aus den hiesigen meteorologischen Beobachtungen deutlich folgt, zeigt sich ein grosser Einfluss der Insolation. Diese kommt sowohl in den Temperatur-, als auch in den Luftdruckverhältnissen zum Ausdrucke.

In der Darstellung des täglichen Ganges des Luftdruckes nach der Besselschen Formel, welche Hann in letzterer Zeit so fruchtbar angewandt hat, giebt das 1. Glied mit der 24-stündigen Periode die gleiche Zunahme vom Winter zum Sommer an, wo es zu auffällig grossen Werten anwächst. Wir haben daher auf die regelmässigen aufsteigenden Luftströmungen des Gebirgsklimas bei Beurteilung des täglichen Ganges und der Zunahme der Konvektionsströmungen beim jährlichen Gang Rücksicht zu nehmen.

Nachdem durch die Beobachtungen von Lenard, Elster und Geitel die Ionisierung der Luft durch ultraviolette und durch Sonnenstrahlung erwiesen ist, so muss dieser Faktor hier zur Geltung kommen.

In noch höherem Masse aber wird sich der Einfluss der von Elster und Geitel nachgewiesenen hohen Ionisierung der Bodenluft geltend machen. Bei allen Umständen, wo das Aufsteigen derselben gefördert wird, muss sich eine Erhöhung der Zerstreuung zeigen. Bei Frostwetter und noch mehr bei starker Schneedecke wird diese Wirkung abgeschnitten sein. Das nachmittägige Maximum, die Zunahme der Zerstreuung gegen den Sommer hin und die hohen Werte bei Kumulusbildung finden darin ihre beste Erklärung, sowie das Auftreten der kleinsten Werte im Winter.

In den Wintermonaten kommt dann der höhere Ionengehalt der Föhnluft auch besser zur Geltung, während er in der übrigen Zeit durch den Einfluss der Bodenluft oft überdeckt wird. Ebenso ergiebt die Verschiebung der Extremwerte im täglichen Gang der Zerstreuung auf der Höhe gegen den Nachmittag zu, das verspätete Eintreffen der Thalluft am Berggipfel an.

Die genaueren quantitativen Verhältnisse können aber erst aus der statistischen Bearbeitung des ganzen Materiales gewonnen werden, worüber ich mir eine spätere Mitteilung vorbehalte.

Innsbruck, 7. Januar 1903.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Über die Strahlungserscheinungen des Wasserstoffsuperoxyds.

Von L. Graetz.

Die photographischen Wirkungen des Wasserstoffsuperoxyds, von denen vor kurzem eine



Reihe sonderbarer Erscheinungen angegeben wurden [1]), wurden von mir als Strahlungserscheinungen bezeichnet, aus Gründen, die ich dabei kurz angeführt habe. Es sollen in diesem Aufsatz diese Gründe vollständig besprochen werden und zugleich die besondere Art dieser Strahlung etwas näher charakterisiert werden.

Da bei einem Körper, wie es das Wasserstoffsuperoxyd ist, offenbar eine erhebliche Anzahl von Möglichkeiten vorliegt, auf die man die beobachtete Wirkung zurückzuführen vermuten kann, so soll auch gezeigt werden, dass alle anderen Möglichkeiten nicht zutreffen.

Das Hauptargument für meine Behauptung ist die Thatsache, dass die Wirkung durch dünne Schichten von festen Körpern, insbesondere Metallen hindurchgeht. Bei Körpern wie Gelatine und Ebonit oder dergl. mögen die sekundären Erscheinungen wirken, welche Russel für den Durchgang der Wirkungen angenommen hat, bei den Metallen fallen solche Möglichkeiten fort. Es sind nun auch nicht bloss die dünnsten Schichten von Metallen, welche durchdrungen werden. Wendet man nicht die gewöhnliche käufliche dreiprozentige Lösung des H_2O_2 an, sondern die konzentrierteste 30 prozentige Lösung, welche von Merck in Darmstadt geliefert wird, so kann man sich leicht überzeugen, dass die Strahlen nicht bloss eine einzige Schicht des unechten Blattgoldes, sondern 2, 3, 4 und mehr Schichten durchdringen und innerhalb 2 bis 15 Minuten ein deutliches Bild auf der Platte hervorbringen. Bei den Versuchen mit Aluminiumfolie ist Vorsicht geboten. Man darf die Exposition nicht zu lange ausdehnen, da das Aluminium in der feuchten ozonhaltigen Atmosphäre angegriffen wird. Die mikroskopische Untersuchung des angewendeten 1 mm^2 grossen Stückes, welches einen Ausschnitt verschloss, vor und nach dem Durchgang der Strahlen liess keine Andeutung eines Loches erkennen. Trotzdem bekam man in 25 Minuten mit dem einmal geschlagenen Aluminium (das zweimal geschlagene ist viel dünner) ein deutliches Bild durch dasselbe hindurch.

Für die erhaltenen Wirkungen kämen nach der Natur des Wasserstoffsuperoxyds folgende Möglichkeiten in Frage. Die Wirkung könnte entstehen 1. durch Dämpfe des H_2O_2, 2. durch Wasserstoffmoleküle H_2, 3. durch Sauerstoffmoleküle O_2, 4. durch freie Hydroxylgruppen OH, 5. durch Ozon O_3, 6. durch etwaige Verbindungen des Sauerstoffs resp. Wasserstoffs mit dem Stickstoff der Luft, 7. durch Gasionen. Eine weitere Möglichkeit liegt nicht vor. Die Annahme von Gasionen, die man bisher nur hypothetisch kennt, würde nach dem bisherigen Sprachgebrauch, wie bei den Kathoden- und Kanalstrahlen die Erscheinung als eine Strahlung charakterisieren. Von den anderen Erklärungsversuchen lassen sich einige sehr leicht, andere umständlicher widerlegen.

Es möge mit Fall 2 und 3 begonnen werden. In Bezug auf die Wirkung von Gasen auf die photographische Platte hat Lengyel [1]) gezeigt, dass Sauerstoff nach 10—12 stündiger Einwirkung kein Resultat, feuchter Wasserstoff nach 10 Stunden Exposition kräftige Anregung auf die Platte giebt. Ob diese Wirkung des Wasserstoffs eine direkte ist, mag dahingestellt bleiben. Für unsere Zwecke genügt es, die Wirkung des H_2O_2 und des H_2 zu vergleichen. Es wurde ein Wasserstoffstrom während 22 Minuten auf eine Platte, die unter einfachem Goldblatt sich befand, geleitet. Sie gab keine Spur von Wirkung, während gleichzeitig eine Platte mit dreifachem Goldblatt über H_2O_2 stark angeregt wurde und nach dem Entwickeln ein kräftiges Bild gab.

Ebensowenig wirkte ein Strom von Sauerstoff.

Die Hypothese 4, dass Hydroxylgruppen im H_2O_2 vorhanden wären, ist chemisch [2]) und physikalisch [3]) nicht aufrecht zu erhalten. Trotzdem wurde sie dadurch geprüft, dass Lösungen von KOH mit 10 bis 50 Proz. desselben, die sicher Hydroxylgruppen enthalten, hergestellt wurden und die Platte mit Goldblatt bedeckt über sie gebracht wurde. Es ergab sich keine Spur von Wirkung.

Ebensowenig zeigte stark ozonisierter Sauerstoff, der auf die Platte geleitet wurde, eine Wirkung, womit die Hypothese 5 fällt.

Zur Prüfung der Hypothese 6 wurde die Schale mit H_2O_2 und die Platte in eine Atmosphäre von Kohlensäure gebracht. Die Wirkung trat normal auf, wodurch bewiesen ist, dass Stickstoffverbindungen nicht die Ursache sind.

Es bleibt nur noch die Annahme zu besprechen, die zunächstliegend erscheint, dass es die Dämpfe des H_2O_2 wären, welche die Platte affizieren. Obwohl man nicht einsehen kann, wie Dämpfe von H_2O_2 durch Metalle und Gelatine und Ebonit hindurchgehen sollen, wurde doch diese Annahme einer eingehenden Untersuchung unterzogen. In der früheren Arbeit wurde gezeigt, dass Salmiaknebel und Ätherdampf von dem angewendeten Luftstrom vollständig fortgeblasen wurden, während die Wirkung des H_2O_2 hindurchging. Ich habe die Geschwindigkeit des Luftstroms noch vergrössert, bis auf über 70 Meter pro Sekunde. Die leichtflüchtigsten Gase, Chlor im Chlorwasser und

1) L. Graetz, diese Zeitschr. **4**, 160, 1902.

1) M. v. Lengyel, Wied. Ann. **66**, 1162, 1898.

2) J. W. Brühl, Chem. Ber. **28**, 2847, 1895. **30**. 162, 1897.

3) H. T. Calvert, Drudes Ann. **1**, 483, 1900.

Schwefelwasserstoff in kalt gesättigter Lösung gaben unter diesen Umständen auf ihre feinsten Reagensmittel, Jodkaliumstärkepapier für das Chlor und Bleiacetatpapier für das andere, in derselben Zeit keine Wirkung mehr, in der das Wasserstoffsuperoxyd noch die Platte affizierte. Da H_2O_2 weniger flüchtig ist als Wasser (die Lösungen werden durch Abdampfen des Wassers konzentriert), so müssen die Dämpfe dabei vollständig beseitigt sein. Es würde an sich dem Begriff der Strahlung nicht widersprechen, wenn sie von flüchtigen Teilchen ausgeht, selbst wenn diese durch den Luftstrom fortgetrieben würden. Die Emanationen des Thoriums zeigen ja Strahlungscharakter und lassen sich leicht durch den Luftstrom wegblasen. Wenn man beim Wasserstoffsuperoxyd, um die Dämpfe wegzutreiben, den Luftstrom aus einer Öffnung zwischen der Schale, welche die Flüssigkeit enthält und einem Ausschnitt in Glas oder Metall gehen lässt, auf dem die Platte liegt, so erhält man zunächst Bilder, welche den Schein einer Ablenkung des Agens durch den Luftstrom erwecken. Man findet den Ausschnitt heller auf der Seite, von der der Luftstrom kommt, dunkler auf derjenigen, nach der er hingeht, was bei Mitführung von Teilen durch den Luftstrom der Fall sein müsste. Diese Erscheinung beruht aber auf der ausserordentlichen Abhängigkeit dieser photographischen Wirkung von der Temperatur. Der Luftstrahl ist da, wo er eben erst aus der engen Mündung kommt, wärmer als gleich nachher, nachdem er sich schon etwas ausgebreitet hat und daher wird die photographische Platte am Anfang weniger geschwärzt. Dass dies der Grund ist, sieht man sofort, wenn man den Luftstrom, bevor er an die Öffnung kommt, durch Schnee abkühlt oder wenn man die Glasseite der Platte auf der Eintrittshälfte abkühlt. Dann erscheint umgekehrt die Eintrittshälfte bedeutend dunkler als die Austrittshälfte, der Schein der Ablenkbarkeit der Strahlen hört auf. Unter Anwendung dieser Massregel bekam ich selbst bei der oben angegebenen grössten Geschwindigkeit durch ein Loch von 1 mm², welches dicht über der Ausströmungsöffnung der Luft angebracht war, noch in 1 bis 2 Minuten ein Bild. Ich habe keinen Versuch, welcher die Ablenkbarkeit der Wirkung durch den Luftstrom beweist, doch sprechen viele Erscheinungen dafür, dass sehr flüchtige Teilchen die Ursache sind.

Wenn so durch die angeführten Versuche und Überlegungen die Wirkung des Wasserstoffsuperoxyds sich nicht auf bekannte Agentien zurückführen lässt, so ist nun ein Vergleich zwischen ihr und den sonstigen bekannten Strahlungen zu ziehen. In mancher Beziehung ähneln die Erscheinungen denen der Kathoden- und Becquerelstrahlen. Sie zeigen einerseits starke photographische Wirkung, andererseits verhältnismässig geringe Durchdringungsfähigkeit. Das ist auch bei den Kathodenstrahlen und bei manchen Arten von Becquerelstrahlen der Fall. Elektrische Wirkungen habe ich bisher nicht konstatieren können; wenn sie vorhanden sind, sind sie jedenfalls sehr schwach. Herr d'Arcy[1]) hat gefunden, dass die Entladung von Körpern bedeutend rascher vor sich gehe über H_2O_2, als in gewöhnlicher Luft. Danach wäre eine geringe Ionisierung der Luft durch diese Strahlen vorhanden. Auch von den Becquerelstrahlen haben gewisse eine sehr geringe ionisierende Wirkung.

Das Besondere und Eigentümliche an diesen Strahlen ist offenbar der erhebliche Einfluss der Temperatur auf die photographische Wirkung, welche sonst nirgends vorhanden ist. Für diese Thatsache kann man, soviel ich sehe, zwei Hypothesen machen. Man kann entweder annehmen, dass es die Strahlung selbst sei, welche so erheblich von der Temperatur beeinflusst werde, dass etwa flüchtige Teilchen vorhanden seien, welche sich von den wärmeren zu den kälteren Stellen begeben. Diese Hypothese würde vor Robert Mayer und Joule wohl leicht angenommen worden sein, nach unseren heutigen Anschauungen ist sie wenig wahrscheinlich.

Die zweite Hypothese, für welche eine Anzahl von Erscheinungen sprechen, ist folgende. Bei den meisten bekannten Strahlungen wird Ozon gebildet, es wird also ein Sauerstoffatom unter dem Einfluss der Strahlung einem Sauerstoffmolekül zugefügt. Das Wasserstoffsuperoxyd ist in mancher Beziehung dem Ozon analog. Es hat daher keine Schwierigkeit, anzunehmen, dass unter dem Einfluss von Strahlen gewisser Art sich ein Sauerstoffatom an Wasser anlegt und H_2O_2 bildet. Dass sich in der Nähe von H_2O_2 bei vorhandenem Wasser wieder H_2O_2 bilden kann, hat schon Herr Russel nachgewiesen. Darauf beruht es auch, dass eine photographische Platte, die dem H_2O_2 ausgesetzt war, selbst eine scheinbare induzierte Aktivität zeigt, insofern sie eine andere Platte, die durch einige Millimeter Luft von ihr getrennt ist, wieder anregen kann. Dass diese induzierte Aktivität eine scheinbare — obwohl von der eigentlichen wohl nicht prinzipiell verschieden — ist, geht daraus hervor, dass sie durch Abwaschen der Platten beseitigt werden kann; sie beruht darauf, dass sich auf der photograpischen Platte selbst H_2O_2 gebildet hat. Das Wasserstoffsuperoxyd nun zersetzt sich bei höherer Temperatur leichter, es ist

1) R. F. d'Arcy, Phil. Mag. (6) 3, 42, 1892

also an den kälteren Stellen in grösserer Menge vorhanden und darauf beruht vermutlich die Temperaturabhängigkeit der photographischen Wirkung. Dass dabei so geringe Temperaturunterschiede, wie in der ersten Mitteilung gezeigt, schon erkennbare Wirkungen erzielen, ist eine erstaunliche und überraschende Thatsache.

Wenn sich diese Erklärung für die beobachteten Thatsachen als einfachste empfiehlt, so scheint sie mir doch von anderem Gesichtspunkt eine erhebliche prinzipielle Bedeutung zu haben. Sie sagt doch aus, dass eine Strahlungsart, die von einem Körper ausgeht (seien es Gasionen oder etwas anderes), unter Umständen imstande ist, denselben Körper wieder zu bilden, wenn die chemischen Komponenten vorhanden sind. Sie spricht damit, wie mir scheint, eine Seite des Kirchhoffschen Satzes aus. Die Strahlung, die von $H_2 O_2$ emittiert wird, bildet aus den vorhandenen Bestandteilen denjenigen Körper wieder, durch welchen sie gerade am meisten absorbiert wird. Für die chemische Dynamik dürfte diese Anschauung von Bedeutung sein. Die Eigenschaft der Emission derartiger Strahlung besonderen Charakters wird wohl nicht auf das Wasserstoffsuperoxyd beschränkt sein und es erscheint nicht aussichtslos, nach anderen Körpern mit ähnlichen Eigenschaften zu suchen.

München, 15. Januar 1903.

(Eingegangen 15. Januar 1903.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Zwei Antrittsreden.

Von L. Boltzmann.

II. Antrittsvorlesung, gehalten in Wien im Oktober 1902.

Meine Herren und Damen!

Man pflegt die Antrittsvorlesung stets mit einem Lobeshymnus auf seinen Vorgänger zu eröffnen. Diese hier und da beschwerliche Aufgabe kann ich mir heute ersparen, denn gelang es auch Napoleon dem Ersten nicht, sein eigener Urgrossvater zu sein, so bin doch ich gegenwärtig mein eigener Vorgänger. Ich kann also sofort auf die Behandlung meines eigentlichen Themas eingehen.

Nun in der Abhaltung von Antrittsvorlesungen über die Prinzipien der Mechanik habe ich mir nachgerade eine gewisse Routine erworben. Schon die Vorlesung, mit der ich vor 33 Jahren in Graz meine Thätigkeit als ordentlicher Universitätsprofessor begann, behandelte dieses Thema. Seitdem eröffne ich in Wien am heutigen Tage zum 3. Male meine Vorlesungen mit der Betrachtung dieser Materie, dazu kommt einmal eine Antrittsvorlesung in München und einmal eine in Leipzig über denselben Gegenstand.

Er ist in der That bedeutend genug, dass man ihn so oft behandeln kann, ohne sich allzusehr zu wiederholen. Die Mechanik ist das Fundament, auf welches das ganze Gebäude der theoretischen Physik aufgebaut ist, die Wurzel, welcher alle übrigen Zweige dieser Wissenschaft entspriessen. Man begreift das, wenn man einerseits die historische Entwicklung der physikalischen Wissenschaften betrachtet, andererseits auch, wenn man deren logischen inneren Zusammenhang ins Auge fasst.

Mag sich die Wissenschaft noch so sehr der Idealität ihrer Ziele rühmen und auf die Technik und Praxis mit einer gewissen Geringschätzung herabschauen, es lässt sich doch nicht leugnen, dass sie ihren Ursprung in dem Streben nach der Befriedigung rein praktischer Bedürfnisse nahm. Andererseits wäre der Siegeszug der heutigen Naturwissenschaft niemals ein so beispiellos glänzender gewesen, wenn dieselbe nicht an den Technikern so tüchtige Pioniere besässe.

Um die ersten Spuren mechanischer Thätigkeit des Menschen zu finden, müssen wir uns aus der heutigen Zeit, aus dem Zeitalter der Röntgenstrahlen und der Telegraphie ohne Draht in die allerersten Uranfänge menschlicher Kultur zurückversetzen. Das erste menschliche Werkzeug war der Knüttel. Ihn handhabt auch der Orang-Utang und zwar zu einem Zwecke, dem sich noch heute, wo wir uns so erhaben über ihn denken, ein Gutteil menschlichen Erfindungsgeistes und technischen Scharfsinns zuwendet. Wie soll ich diesen Zweck nennen? Menschenmord nennen ihn die Friedensfreunde; Einsetzen des höchsten Preises des Lebens für die edelsten Güter der Menschheit, für Ehre, Freiheit und Vaterland nennen ihn die Soldaten.

Wie dem auch sei, jedenfalls müssen wir im Knüttel schon ein mechanisches Werkzeug, das erste Geschenk des erwachenden Sinnes für Technik erblicken. Als später die Kultur der Menschheit sich zu entwickeln begann,

waren es nicht akustische oder optische Apparate, kalorische oder gar elektromagnetische Maschinen, was man zuerst erfand. Die Sache ging ein wenig langsamer. Das Bedürfnis, natürliche Höhlen besser zu verschliessen, künstliche anzulegen, führte allmählich zum Bau von Wohnungen und Burgen. Die Notwendigkeit, zu diesem Zwecke wuchtige Steine oder kolossale Baumstämme herbeizuschaffen, reizte den Erfindungsgeist. Der Mensch rundete passend geformte Äste zu Walzen, baute später roh gezimmerte Räder, den Knüttel benutzte er als Hebel in der primitivsten Form und betrat so erst unbewusst, dann mit immer mehr Absicht und Bewusstsein das Gebiet der Mechanik im engeren Sinne.

Hut ab vor diesen Erfindern in Bärenfellen und Schuhen aus Baumrinde. Der Mensch, der zuerst mittels geschickt untergelegter Walzen einen Stein bewegt hat, dessen Wucht für immer den Riesenfäusten seiner Mitmenschen zu spotten schien, empfand sicher nicht geringere Genugthuung als Marconi, da er das erste durch die Luft über den Ozean geleitete Telegraphensignal vernahm, selbstverständlich unter der Voraussetzung, dass alles wahr ist, was die Zeitungen hierüber berichten.

Aus so unscheinbaren Anfängen wuchs die Mechanik, anfangs unendlich langsam, aber doch stetig und später in immer rascherem Tempo empor. Schon Archimedes flösste das zu seinen Zeiten Erreichte solche Bewunderung ein, dass er sich die Welt aus den Angeln zu heben getraut hätte, wenn ihm nur ein fester Stützpunkt hätte geboten werden können. Nun, die heutigen Fortschritte der Technik haben zwar nicht die Erdkugel bewegt, aber die ganze soziale Ordnung, den ganzen Wandel und Verkehr der Menschheit haben sie in der That nahezu aus den Angeln gehoben.

Ja die Fortschritte auf dem Gebiete der Naturwissenschaften haben sogar die ganze Denk- und Empfindungsweise der Menschheit vom Grund aus umgestaltet. Während das frühere humanistische Zeitalter in allem Beseeltes, Empfindendes erblickte, gewöhnen wir uns leider immer mehr, alles vom Standpunkte der Maschine zu betrachten. Früher durchschweifte der Fusswanderer singend Wald und Flur und was konnte man in der Postkutsche Besseres thun, als dichten und träumen, wenn nicht gerade der Ärger über die Langeweile überwog; jetzt wird im Expresszug, im Ozeandampfer noch gearbeitet und gerechnet. Ehemals suchte der Kutscher durch Zureden in der Menschensprache den Sinn seines Gaules zu lenken; jetzt dirigiert man den Elektromotor oder das Automobile mit etlichen Kurbeln schweigend.

Und doch werden wir die Vorstellung der Beseeltheit der Natur nicht los. Die grossen Maschinen von heute, arbeiten sie nicht wie bewusste Wesen? Sie schnauben und pusten, heulen und winseln, stossen Klagelaute, Angst- und Warnungsrufe aus, bei Überschuss von Arbeitskraft pfeifen sie gellend. Sie nehmen die zur Erhaltung ihrer Kraft erforderlichen Stoffe aus der Umgebung auf und scheiden davon das Unbrauchbare wieder aus, genau denselben Gesetzen unterthan wie unser eigener Körper.

Es hat für mich einen eigentümlichen Reiz, mir vorzustellen, wie die in den verschiedensten Gebieten bahnbrechenden Geister sich über das freuen würden, was ihre Nachfolger, vielfach auf ihren Schultern stehend, nach ihnen errungen haben, so z. B. was Mozart empfinden würde, wenn er jetzt eine Meisteraufführung der 9. Simphonie oder des Parsifal anhören könnte. Ungefähr dasselbe müssten die grossen griechischen Naturphilosophen, vor allem der mathematische Feuerkopf Archimedes zu den Leistungen unserer heutigen Technik sagen; an Begeisterung und Sinn für das Grossartige würde es ihnen gewiss nicht fehlen. Bezeichnen wir doch noch heute den höchsten Grad der Begeisterung mit dem schönen griechischen Worte Enthusiasmus.

Doch ich bin ein wenig von meinem eigentlichen Gegenstande abgeirrt und muss wieder zu diesem zurückkehren.

Ich sprach bisher fortwährend von Maschinen und von Technik. Sie würden aber fehl gehen, wenn Sie erwarteten, dass ich Sie in meinen Vorlesungen in die Kunst des Maschinenbaues einweihen werde. Dies ist Sache der technischen Mechanik und Maschinenlehre; der Gegenstand meiner Vorlesungen aber wird die analytische Mechanik sein. Ihre Definition ist viel allgemeiner. Sie hat die Gesetze zu erforschen, nach denen sich die Gesamtheit der Bewegungserscheinungen in der uns umgebenden Natur abspielt.

Wir finden daselbst zunächst sehr viele Körper, welche eine, wenigstens soweit die Beobachtung geht, unveränderliche Gestalt haben. Ihre Bewegung ist also eine blosse Ortsveränderung und Drehung ohne jede Formänderung und die analytische Mechanik wird zunächst die Gesetze für diese Ortsveränderung anzugeben haben. Andere Körper, die Flüssigkeiten (tropfbare und gasförmige), ändern ihre Gestalt während der Bewegung fortwährend in der mannigfaltigsten Weise. Man kann sich nun ein anschauliches Bild dieser steten Gestaltänderungen machen, wenn man sich die Flüssigkeiten aus kleinsten Teilchen zusammengesetzt denkt, von denen sich jedes selbständig nach denselben Gesetzen wie die festen Körper bewegt, jedoch so, dass stets 2 benachbarte Teilchen der Flüssigkeit immer nahezu dieselbe

Bewegung machen. Zu den Kräften, welche von aussen auf jedes Teilchen wirken, sind noch die hinzuzunehmen, welche die verschiedenen Teilchen aufeinander ausüben. Auf diese Weise kann auch die Bewegung der Flüssigkeiten auf die Gesetze der Mechanik der festen Körper zurückgeführt werden.

Die Bewegungserscheinungen sind diejenigen, welche wir am häufigsten und unmittelbarsten beobachten. Alle anderen Naturerscheinungen sind versteckter. Wir können auch die Bewegungserscheinungen mit der geringsten Summe von Begriffen erfassen. Wir reichen zu ihrer Beschreibung mit dem Begriffe des Ortes im Raume und der zeitlichen Veränderung desselben aus, wogegen wir bei den anderen Erscheinungen noch viel unklarere Begriffe, wie Temperatur, Lichtintensität und Farbe, elektrische Spannung etc., nötig haben.

Es ist nun überall die Aufgabe der Wissenschaft, das Kompliziertere aus dem Einfacheren zu erklären; oder, wenn man lieber will, durch Bilder, welche dem einfacheren Erscheinungsgebiete entnommen sind, anschaulich darzustellen. Daher suchte man auch in der Physik die übrigen Erscheinungen, die des Schalles, Lichtes, der Wärme, des Magnetismus und der Elektrizität auf blosse Bewegungserscheinungen der kleinsten Teilchen dieser Körper zurückzuführen, und zwar gelingt dies bei sehr vielen, freilich nicht bei allen Erscheinungen mit gutem Erfolge. Dadurch wurde eben die Wissenschaft der Bewegungserscheinungen, also die Mechanik, zur Wurzel der übrigen physikalischen Disziplinen, welche allmählich immer mehr und mehr sich in spezielle Kapitel der Mechanik zu verwandeln schienen.

Erst in neuester Zeit ist dagegen eine Reaktion eingetreten. Die Schwierigkeiten, welche die rein mechanische Erklärung des Magnetismus und der Elektrizität bot, liessen Zweifel darüber aufkommen, ob alles mechanisch erklärbar sei und gerade der Elektromagnetismus gewann immer an Wichtigkeit nicht nur für die Praxis, sondern auch für die Theorie. Schliesslich wurde seine Macht so gross, dass er sogar den Spiess umzukehren und die Mechanik elektromagnetisch zu erklären suchte. Während man früher Magnetismus und Elektrizität durch eine rotierende oder schwingende Bewegung der kleinsten Teile der Körper zu erklären versucht hatte, so ging man jetzt darauf aus, die Fundamentalgesetze der Bewegung der Körper selbst aus den Gesetzen des Elektromagnetismus abzuleiten.

Das bekannteste Gesetz der Mechanik ist das der Trägheit. Jeder Gymnasiast ist heutzutage damit vertraut, wobei ich natürlich bloss von der Trägheit im physikalischen Sinne spreche. Bis vor kurzem hielt man das Trägheitsgesetz für das erste Fundamentalgesetz der Natur, welches selbst unerklärbar ist, aber zur Erklärung aller Erscheinungen beigezogen werden muss. Nun folgt aber aus den **Maxwell**schen Gleichungen für den Elektromagnetismus, dass ein bewegtes elektrisches Partikelchen, ohne selbst Masse oder Trägheit zu besitzen, bloss durch die Wirkung des umgebenden Äthers sich genau so bewegen muss, als ob es träge Masse hätte. Man machte daher die Hypothese, dass die Körper keine träge Masse besitzen, sondern bloss aus massenlosen elektrischen Partikelchen, den Elektronen bestehen, ihre Trägheit also eine bloss scheinbare, durch die Wirkung des umgebenden Äthers bei ihrer Bewegung durch denselben hervorgerufene sei. In ähnlicher Weise gelang es, auch die Wirkung der mechanischen Kräfte auf elektromagnetische Erscheinungen zurückzuführen. Während man also früher alle Erscheinungen durch die Wirkung von Mechanismen erklären wollte, so ist jetzt der Äther ein Mechanismus, der an sich freilich wieder vollkommen dunkel, die Wirkung aller Mechanismen erklären soll. Man wollte jetzt nicht mehr alles mechanisch erklären, sondern suchte vielmehr einen Mechanismus zur Erklärung aller Mechanismen.

Was heisst es nun, einen Mechanismus vollkommen richtig verstehen? Jedermann weiss, dass das praktische Kriterium dafür darin besteht, dass man ihn richtig zu behandeln weiss. Allein ich gehe weiter und behaupte, dass dies auch die einzig haltbare Definition des Verständnisses eines Mechanismus ist. Man wendet da freilich ein, dass es denkbar ist, dass eine Person die Behandlungsweise eines Mechanismus erlernt hat, ohne diesen selbst zu verstehen. Allein dieser Einwand ist nicht stichhaltig. Wir sagen bloss, sie versteht den Mechanismus nicht, weil ihre Kenntnis seiner Behandlungsweise auf dessen reguläre Thätigkeit beschränkt ist. Sobald am Mechanismus etwas gebrochen ist, schlecht funktioniert oder sonst eine unvorhergesehene Störung eintritt, weiss sie sich nicht mehr zu helfen. Dass er den Mechanismus verstehe dagegen, sagen wir von demjenigen, der auch in allen diesen Fällen das Richtige zu thun weiss. So scheint dieser Umstand wirklich die Definition des Verständnisses zu bilden. Wie wir die Begriffe bilden sollen, kann nicht definiert werden, ist auch in der That vollkommen gleichgültig, wenn sie nur stets zur richtigen Handlungsweise führen.

So ist ein bekannter verlockender Fehlschluss der sogenannte Solipsismus, die Ansicht, dass die Welt nicht real, sondern ein blosses Produkt unserer Phantasie, wie ein Traumgebilde sei. Auch ich hing dieser Schrulle nach, versäumte infolgedessen praktisch richtig

zu handeln und kam dadurch zu Schaden; zu meiner grössten Freude, denn ich erkannte darin den gesuchten Beweis der Existenz der Aussenwelt, welcher allein darin bestehen kann, dass man minder zu richtigen Handlungen befähigt ist, wenn man diese Existenz in Zweifel zieht.

Als ich vor 33 Jahren meine schon besprochenen ersten Vorlesungen über Mechanik hielt, neckte mich einer meiner damaligen Grazer Kollegen, indem er sagte: „Wie kann man sich nur mit so etwas rein Mechanischem befassen". Er beabsichtigte natürlich bloss ein Wortspiel; ich aber sass ihm auf und ereiferte mich darzuthun, dass die Mechanik nichts Mechanisches sei; aber trotz ihrer Schwierigkeit, trotz des unendlichen Aufwandes von Scharfsinn, den durch Jahrhunderte hindurch die grössten Gelehrten auf ihre Entwickelung verwendeten, hat es doch mit dem Mechanischen etwas auf sich.

Vom Begriffe der Trägheit habe ich schon gesprochen, ein 2. Grundbegriff der Mechanik ist der der Arbeit. Man könnte das wichtigste Gesetz der Mechanik ungefähr dahin aussprechen, dass die Natur alles mit einem Minimum von Arbeitsaufwand leistet. Wem kämen dabei nicht wieder triviale Nebengedanken? Ist der Arbeitsbegriff nicht für die Praxis ebenso der wichtigste und zugleich rätselvollste wie für die gesamte Naturwissenschaft? Schon das aus dem Paradiese vertriebene erste Menschenpaar sah in der Arbeit den höchsten Fluch, andererseits aber wäre der Mensch ohne Arbeit kein Mensch. Stetige unausgesetzte Arbeit hat der Mensch freilich mit dem Zugtier, ja sogar mit der leblosen, von ihm selbst fabrizierten Maschine gemein und doch wird Arbeitsamkeit als eine der schönsten Charaktereigenschaften eines jeden, vom Herrscher bis zum Tagelöhner, gepriesen.

Zum Schluss möchte ich die Frage aufwerfen, ist die Menschheit durch alle Fortschritte der Kultur und Technik glücklicher geworden? In der That eine heikle Frage. Gewiss, ein Mechanismus, die Menschen glücklich zu machen, ist noch nicht erfunden worden. Das Glück muss jeder in der eigenen Brust suchen und finden.

Aber schädliche, das Glück störende Einflüsse hinwegzuschaffen, gelang der Wissenschaft und Civilisation, indem sie Blitzgefahr, Seuchen der Völker und Krankheiten der Einzelnen in vielen Fällen erfolgreich zu bekämpfen wusste. Sie vermehrte ferner die Möglichkeit, das Glück zu finden, indem sie uns Mittel bot, unseren schönen Erdball leichter zu durchschweifen und kennen zu lernen, den Aufbau des Sternenhimmels uns lebhaft vorzustellen und die ewigen Gesetze des Naturganzen wenigstens dunkel zu ahnen. So ermöglicht sie der Menschheit eine immer weiter gehende Entfaltung ihrer Körper- und Geisteskräfte, eine immer wachsende Herrschaft über die gesamte übrige Natur und befähigt den, der den inneren Frieden gefunden hat, diesen in erhöhter Lebensentfaltung und grösserer Vollkommenheit zu geniessen.

Hochgeehrte Anwesende, ich habe die Aufgabe, Ihnen in den gegenwärtigen Vorlesungen gar Mannigfaltiges darzubieten: Verwickelte Lehrsätze, auf das höchste verfeinerte Begriffe, komplizierte Beweise. Entschuldigen Sie, wenn ich von alledem heute noch wenig geleistet habe. Ich habe nicht einmal, wie es sich geziemen würde, den Begriff meiner Wissenschaft, der theoretischen Physik, definiert, nicht einmal den Plan entwickelt, nach dem ich dieselbe in diesen Vorlesungen zu behandeln gedenke. Alles das wollte ich Ihnen heute nicht bieten, ich denke, dass wir später im Verlaufe der Arbeit besser darüber klar werden. Heute wollte ich Ihnen vielmehr nur ein Geringes bieten, für mich freilich auch wiederum alles, was ich habe, mich selbst, meine ganze Denk- und Empfindungsweise.

Ebenso werde ich auch im Verlaufe der Vorlesungen von Ihnen gar Mannigfaltiges fordern müssen: Angestrengte Aufmerksamkeit, eisernen Fleiss, unermüdliche Willenskraft. Aber verzeihen Sie mir, wenn ich, ehe ich an dieses alles gehe, Sie für mich um etwas bitte, woran mir am meisten gelegen ist, um Ihr Vertrauen, Ihre Zuneigung, Ihre Liebe, mit einem Worte, um das Höchste, was Sie zu geben vermögen, Sie selbst.

(Eingegangen 14. November 1902.)

REFERATE.



Technische Mechanik.

Besorgt von Prof. Dr. E. Meyer.



R. Stribeck, Die wesentlichen Eigenschaften der Gleit- und Rollenlager.[1])

Der Verfasser berichtet über sehr eingehende Versuche an Gleit- und Rollenlagern verschiedener Konstruktion und giebt über die Reibungsvorgänge in den Lagern neue wertvolle Aufschlüsse. Die wichtigsten Faktoren, welche die Reibung eines Lagers beeinflussen, sind folgende: Belastung und Umdrehungsgeschwindigkeit der Welle, Beschaffenheit der Gleitflächen, Beschaffenheit und Temperatur der Schmierölschicht. Diese Faktoren sind ver-

1) Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingen. 1902, Nr. 36, 38, 39.



änderlich erstens, in der Einlaufzeit, d. h. ehe ein gutes Anliegen der Welle an den Lagerschalen, je nach der Art des Lagermetalles durch Schleifen oder durch Quetschen, erreicht ist, und zweitens in der Anlaufzeit, d. h. ehe beim eingelaufenen Lager unter gegebenen Umständen der Beharrungszustand erreicht ist. Das Verhalten des Lagers weicht daher während dieser Perioden von dem Verhalten im Beharrungszustand wesentlich ab.

Die Beschaffenheit der Schmierschicht ist der ausschlaggebende Faktor; ihre Wirkung hängt von den physikalischen Eigenschaften des Schmiermaterials und von der Dicke der Schicht ab. Über die Abhängigkeit der Schichtdicke von der Drehgeschwindigkeit und der Belastung geben die Versuche leider keinen sicheren Aufschluss. Zunächst wurde die Änderung der inneren Reibung verschiedener Schmieröle mit der Temperatur untersucht. Das bei den späteren Versuchen meist verwendete ziemlich schwerflüssige Mineralöl ändert seine Viskosität bei Temperaturen über rund 50^0 nur noch wenig, bei niedrigeren Temperaturen dagegen nimmt die innere Reibung sehr stark mit steigender Temperatur ab. Je dünnflüssiger ein Öl im allgemeinen ist, um so weniger ändert es seinen Flüssigkeitsgrad mit der Temperatur.

Die Bestimmung des Lagerreibungskoeffizienten erfolgte mittelst der vom Verfasser konstruierten Reibungswage (beschrieben in der Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingen. 1901 S. 121). Es wurde zuerst ein mit Ringschmierung versehenes gusseisernes Lager von 70 mm Wellendurchmesser und 230 mm Schalenlänge untersucht. Bei der Härte des Lagermetalles ist auf ein selbstthätiges Einlaufen nicht zu rechnen, das Lager musste daher wiederholt nachgearbeitet werden. Die wichtigsten Versuchsergebnisse sind folgende: Im Beharrungszustand nimmt der Reibungskoeffizient bei konstanter Geschwindigkeit mit steigender Belastung ab, und zwar bei geringen Belastungen sehr schnell. Bei konstanter Belastung ist er von der Geschwindigkeit nahezu unabhängig, während die Öltemperatur mit der Geschwindigkeit steigt. Zu Beginn der Anlaufzeit nimmt die Reibung sehr schnell ab, die Öltemperatur sehr schnell zu; Beharrungszustand trat aber bei 760 minutlichen Umdrehungen und 10,5 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ spezifischer Belastung erst nach etwa 30 Minuten, bei 2,9 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}}$ Belastung erst nach 45 Minuten ein. Daraus folgt, dass bei Maschinen, die mit Unterbrechungen immer nur kurze Zeit laufen, der günstige Reibungskoeffizient des Beharrungszustandes gar nicht erreicht wird.

Von besonderem Interesse ist die in Fig. 1

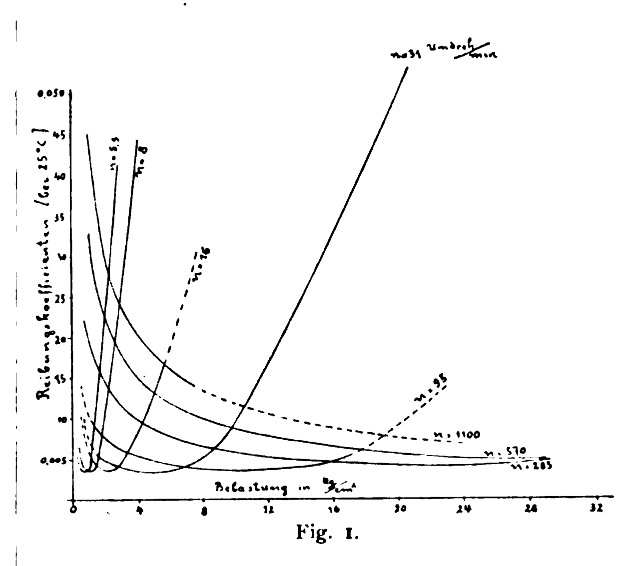


Fig. 1.

dargestellte Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von der Pressung bei der konstanten Temperatur von 25^0 C. und verschiedenen Umdrehungsgeschwindigkeiten. Das steile Wiederansteigen der Kurven für geringe Geschwindigkeiten ist folgendermassen zu erklären: die Zuführung des Öles zur Tragfläche geschieht durch die umlaufende Welle selbst, und von einer gewissen Pressung an genügt die jeweilige Geschwindigkeit nicht mehr zur Unterhaltung einer ausreichend dicken Schmierschicht, so dass stellenweise Reibung zwischen festen Körpern auftritt. Die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten k bei 25^0 C. von der Geschwindigkeit zeigt Fig. 2. Die Kurven, die für verschiedene Pressungen gelten, haben für die Geschwindigkeit O den gemeinsamen Ausgangspunkt $k = 0{,}14$; der Reibungskoeffizient der Ruhe ist demnach von der Pressung unabhängig. Der gefundene Betrag ist etwa gleich dem von Morin ermittelten Koeffizienten der Reibung zwischen ungeschmierten Flächen. Bei grösseren Geschwindigkeiten wächst die dann auftretende reine Flüssigkeitsreibung mit der Geschwindigkeit, aber langsamer als diese und scheint sich für jede Belastung einem Grenzwert zu nähern. Wenn bei grosser Geschwindigkeit ein Anfressen der Tragflächen stattfindet, so ist die Ursache in der Steigerung der Temperatur zu suchen,

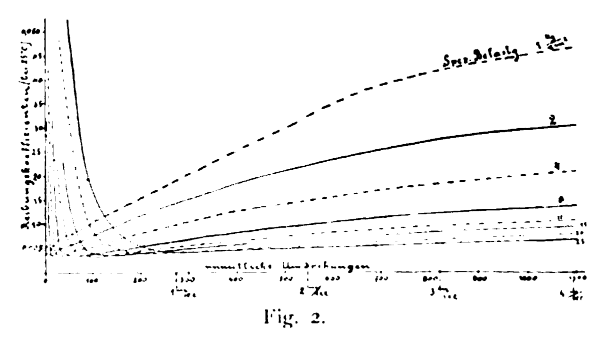


Fig. 2.

durch welche das Schmieröl dünnflüssig wird und ausläuft, während hier bei der konstanten Temperatur von 25° die Dicke der Ölschicht mit der Geschwindigkeit zuzunehmen scheint. Zu Beginn der Anlaufzeit, d. h. während der Beschleunigung der Welle, sind die Reibungskoeffizienten höher als der Fig. 2 entspricht, weil in diesem Zeitraum die Ölzufuhr hinter der jeweiligen Geschwindigkeit zurückbleibt.

Die Versuche mit einem Weissmetalllager (Magnoliametall, d. i. eine Legierung von Blei, Zinn und Antimon) mit 70 mm Durchmesser, 137 mm Schalenlänge und Ringschmierung ergaben folgendes: es wurde zuerst dünnflüssiges Öl verwendet, und mit diesem ging das Einlaufen des Lagers bei 64 minutlichen Umdrehungen der Welle bis zu Belastungen von etwa 30 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ glatt und verhältnismässig schnell von statten, bei grösserer Belastung zeigten sich starke Schwankungen von Reibungswiderstand und Öltemperatur, was auf unzureichende Schmierung schliessen lässt; trotzdem blieben die Laufflächen auch bei 50 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$ Belastung intakt, und erwiesen sich bei Verwendung von dickerem Öl als gut eingelaufen. Versuche mit Wasserschmierung ergaben, dass Wasser selbst bei kleinen Belastungen garnicht schmierte, die Tragflächen wurden stark angegriffen. Um mit hohen Pressungen arbeiten zu können, wurde das Lager auf die halbe Länge verkürzt. Es zeigte sich, dass wie beim Gusseisenlager der Reibungskoeffizient bei höheren Belastungen langsam, bei geringeren sehr schnell mit steigender Temperatur abnimmt. Die Abnahme ist aber in letzterem Falle weniger rapid als die Abnahme der inneren Reibung der Schmierflüssigkeit mit steigender Temperatur, was auf Abnahme der Dicke der Schmierschicht hindeutet.

Die Abhängigkeit der Reibung von der Pressung bei verschiedenen Geschwindigkeiten ist ähnlich wie beim Gusseisenlager. Die Annahme von Petroff, dass der Reibungskoeffizient umgekehrt proportional der Wurzel aus der Belastung sei, wird durch die Versuche nicht bestätigt. Das Wiederanwachsen der Reibung mit zunehmender Belastung trat bei dem Weissmetalllager erst unter erheblich grösseren spezifischen Pressungen ein als bei dem Gusseisenlager. Ein Unterschied besteht indessen wohl nur scheinbar. Die Welle liegt an den Schalen aus Weissmetall viel satter an als an den gusseisernen; die spezifische Pressung, d. h. die Belastung dividiert durch das Produkt von Länge und Durchmesser des Lagers, giebt daher keinen richtigen Massstab für die thatsächliche mittlere Pressung der tragenden Flächenteile, sondern ist bei gusseisernen Schalen zu klein im Vergleich zu den entsprechenden Zahlen beim Weissmetalllager, weil hier die Belastung gleichmässiger verteilt ist. Die Reibung der Ruhe ergab sich höher als bei dem Gusseisenlager, nämlich zu 0,21 bis 0,24 je nach der Belastung, aber mit dieser, wie man sieht, auch nur wenig veränderlich. Mit wachsender Geschwindigkeit nimmt der Reibungskoeffizient viel schneller ab und erreicht viel kleinere Werte als beim Gusseisenlager.

Die Versuche mit Rollenlagern zeigten, dass der Reibungswiderstand des Lagers mit wachsendem Rollendurchmesser abnimmt; von der Geschwindigkeit ist er nahezu unabhängig, und zwar umsomehr, je weiter durch die Lagerkonstruktion die sekundär auftretende gleitende Reibung beschränkt wird. Im Gegensatz zu Gleitlagern bieten derartige Rollenlager sehr geringe Anlaufwiderstände. Fig. 3 giebt Aufschluss über die Abhängigkeit des Reibungswiderstandes von der Belastung bei 190 bis 760 minutlichen Umdrehungen. Der Koeffizient der rollenden Reibung ergiebt sich durch Rechnung ziemlich genau umgekehrt proportional der Wurzel aus der Belastung.

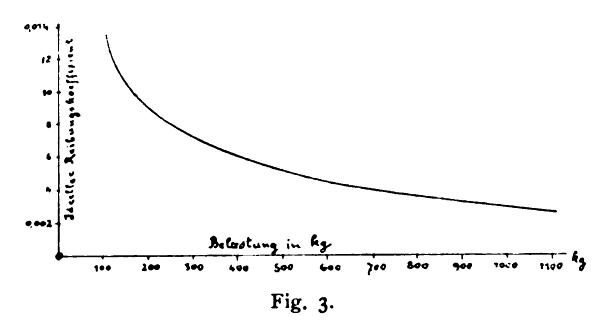


Fig. 3.

Überanstrengung der Rollenlager machte sich durch Abspringen kleiner Rollenteilchen oder durch Eindrückungen an den Rollen bemerkbar. Die Erfahrungen über die zulässige Belastung werden dahin zusammengefasst, dass Lager mit ungehärteten Rollen nur für kleine Belastungen (etwa $P = 20\,D^2$, wo D der Wellendurchmesser in cm, P die Last in kg) brauchbar sind und etwa gleiche Länge erhalten wie gusseiserne Gleitlager. Verfasser hält es daher nicht für wahrscheinlich, dass diese Rollenlager den gusseisernen Ringschmierlagern erfolgreiche Konkurrenz machen können. Lager mit gehärteten Rollen vertragen zwar weit höhere Belastungen, sind aber erheblich teurer.

P. Roth.

(Eingegangen 12. Oktober 1902.)

BESPRECHUNGEN.

F. Auerbach, Die Weltherrin und ihr Schatten. Ein Vortrag über Energie und Entropie. III u. 56 S. Jena, Gustav Fischer. 1902. Mk. 1,20.

Öfter, scheint mir, als es zu Zeiten üblich war und für „wissenschaftlich" erachtet wurde, steigen heute die Physiker von den steilen Höhen ihrer engeren Forschungsthätigkeit hinab, um den Leuten da unten in den Thälern Aussicht, Sehnsucht und Wege auf ihre freien Berge zu zeigen. Das ist in doppelter Hinsicht erfreulich; denn es verbürgt einmal, dass zahlreichen unberufenen Bergführern mehr und mehr das Handwerk gelegt wird, und die naturphilosophischen Abstürze seltener werden; andererseits zeigt es den Höhenleuten selbst von Zeit zu Zeit ihren Berg oder Hügel von unten aus. Und das kann dem, was sie da oben treiben, nur heilsam sein: Sie werden sich der breiteren Grundlage wieder bewusst, auf der sie bauen. Sie sehen, wie ihre Höhe mit den benachbarten zusammenhängt, sich an sie anlehnt; sie bemerken, dass sie da oben mancherlei gebaut haben, was gefährlich überhängt, oder sich haltlos in den Nebel vorstreckt. Und sie nehmen auch leichter Anlass, einmal wieder einen Nachbarberg zu ersteigen, wo sich eine ganz neue Perspektive erschliesst.

Einen solchen erfreulichen Ausflug zur Erforschung der breiteren Topographie des physikalischen Hochgebirges unternimmt Auerbach in seinem vortrefflichen Vortrage. Es ist ein Wagnis, „gebildeten Laien, Damen und Herren" ein so zerklüftetes Terrain aufschliessen und ihnen zeigen zu wollen, dass alle die tausend Berge, Höhen, Zacken, Spalten doch zu einem einzigen Gebirgszuge gehören, dass das Material, aus dem sie bestehen, überall dasselbe ist (Energiesatz) und dass der Gebirgsbildungsprozess überall eine bestimmte durchsichtige Tendenz aufweist (Entropiesatz). Aber Auerbach hat erreicht, was er wollte. Er ist ein hervorragender Führer und kennt seine Wege; auch an den schwierigsten Stellen weiss er für die ungeübten Tritte gangbare Stufen einzuhauen und er versteht es meisterhaft, den ungeschulten Gedanken an meist sehr glücklich gewählten Gleichnissen anzuseilen. Ja, als bestes Zeichen des souveränen Führerbewusstseins, steht ihm ein Zug frischen fröhlichen Humors zur Seite, der Müdigkeit garnicht aufkommen lässt. So gehört der Vortrag zu dem Besten, was die letzte Zeit an populär-wissenschaftlicher Litteratur beigebracht hat. Auch der Fachmann muss seine Freude haben, wie einfach, klar und doch farbenreich das entworfene Bild ist; und wie lebendig es die Gedankenbeziehungen zu dem täglichen Ideenkreis seiner Laienbeschauer herzustellen weiss. Unglücklich war Auerbach leider entschieden in der Wahl des poetischen Titels, der dann weiterhin eine ebenfalls wenig glückliche poetische Einleitung im Gefolge hat. Die Entropie „als Schatten der Energie, als bösartiger Dämon, als schleichendes Gift, als Schwester der Energie", wird hoffentlich niemand verleiten, das kleine Buch kopfschüttelnd beiseite zu legen, denn er brächte sich damit um einen grossen Genuss.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 23. August 1901.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Prof. Hittorf ist zum Mitgliede des bayerischen Maximilians-Ordens für Wissenschaft und Kunst in der Abteilung für Wissenschaft ernannt worden.

Die Akademie der Wissenschaft hat Prof. Landolt-Berlin zur Neuausgabe seiner „Physikalisch-chemischen Tabellen" 2000 Mk., Prof. Marckwald-Berlin zu Untersuchungen über das radioaktive Wismut 1500 Mk. bewilligt.

Gestorben sind am 28. Dezember in Morges der Professor der Astronomie an der Universität Lausanne Charles Dufour im 75. Lebensjahre, am 29. Dezember in Freiburg i. d. Schw. der ordentliche Professor der Chemie Dr. René Thomas-Mamert, am 3. Januar in Thorn der Forscher auf dem Gebiete der Geschichte, der Mathematik Gymnasialprofessor a. D. Ernst Ludwig Maximilian Curtze im 66. Lebensjahre.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. 15. Februar 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 11 am 18. Februar 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Form der Lagrangeschen Gleichungen für nichtholonome, generalisierte Koordinaten.[1])

Von Ludwig Boltzmann.

In einer Abhandlung[2]), welche zur Aufklärung der Eigenschaften der von Helmholtz in die Wissenschaft eingeführten monocyklischen Systeme beitragen sollte, habe ich die Lagrangeschen Gleichungen auf ein ganz spezielles mechanisches System angewendet. Ich bemerkte erst später, dass die Koordinaten, durch welche ich die Lage der Teile des Systems damals bestimmte, zur Klasse derjenigen gehörten, welche man später als nichtholonom bezeichnete; (d. h. sie vertreten nicht holonome Bedingungsgleichungen.) Die Anwendung der Lagrangeschen Gleichungen auf dieses System führte zwar in der genannten Abhandlung nirgends zu einem fehlerhaften Resultate, aber ich bemerkte doch bald, dass, wenn die Koordinaten nichtholonom sind, die Anwendung der Lagrangeschen Gleichungen im allgemeinen nicht mehr gestattet ist.

Die Zusatzglieder, welche zu den Lagrangeschen Gleichungen hinzutreten müssen, damit dieselben auch in diesem Falle gültig sind, können genau nach der Methode gefunden werden, nach welcher Lagrange die nach ihm benannten Gleichungen ableitete, ohne dazu die Variation bestimmter Integrale zu benutzen.

Die rechtwinkligen Koordinaten x_i und die verallgemeinerten p_h, welche die Lage sämtlicher Teile eines beliebigen mechanischen Systems verbinden, seien durch die Gleichungen verknüpft:

$$dx_i = \xi_i dt + \Sigma_h \xi_i^h dp_h,$$

wobei der Ausdruck rechts für gewisse i das vollständige Differential einer Funktion der p allein oder der p und t, für andere aber nicht integrabel sein kann. X_i sei in dem bekannten Sinne die Kraft, welche in der Richtung der Koordinate x_i, P_h die, welche in der Richtung p_h wirkt. Es ist dann

$$P_h = \Sigma\, X_i \frac{\partial x_i}{\partial p_h}.$$

Man ersetzt nun rechts X_i durch

$$m_i x''_i + \Sigma_k \lambda_k \eta_k^i,$$

wobei m_i die Masse des materiellen Punktes ist, auf welchen die Kraft X_i wirkt. Etwa vorhandene Bedingungsgleichungen zwischen den x_i sind in der Form

$$\eta_k dt + \Sigma_i \eta_k^i dx_i = 0,$$

solche aber, welche noch zwischen den p_h übrig blieben, in der Form

$$\zeta_k\, dt + \Sigma_h \zeta_k^h\, dp_h = 0$$

gedacht. Die einer Variablen beigefügten Striche bedeuten Abteilungen nach der Zeit. λ und μ sind die Lagrangeschen Faktoren.

Man transformiert den Ausdruck (1) weiter, indem man für $x''_i\,(dx_i \mid dp_h)$ schreibt

$$\frac{d}{dt}\left(x'_i \frac{\partial x_i}{\partial p_h}\right) - x'_i \frac{d}{dt} \frac{\partial x_i}{\partial p_h}.$$

Das letzte Glied darf aber jetzt im allgemeinen nicht mit $x'_i\,(dx'_i \mid dp_h)$ verwechselt werden, sondern es muss dafür

$$x'_i \frac{d\xi_i^h}{dt} = x'_i \frac{\partial \xi_i^h}{dt} + x'_i \Sigma_l \frac{\partial \xi_i^h}{\partial p_l} p'_l$$

gesetzt werden, während

1) Die ausführliche Abhandlung wird in Wien. Sitz.-Ber. IIa Bd. 110, Heft 10 erscheinen.

2) Journ. f. reine u. ang. Math. 98, 68.

$$x'_i \frac{\partial x'_i}{\partial p_h} = x'_i \frac{\partial \xi_i}{\partial p_h} + x'_i \Sigma l \frac{\partial \xi^l_i}{\partial p_h} p'_l$$

ist. Die Gleichung

$$\frac{\partial x_i}{\partial p_h} = \frac{\partial x'_i}{d p'_h}$$

bleibt bestehen. Führt man die übrige Rechnung, ganz Lagrange folgend, durch, so findet man schliesslich:

$$\frac{d q_h}{dt} - \frac{\partial T}{\partial p_h} - P_h - \Sigma l \mu_l \xi_l =$$

$$- \Sigma i \, m_i x'_i \left[\frac{\partial \xi_i}{\partial p_h} - \frac{\partial \xi^h_i}{\partial t} + \Sigma k \left(\frac{\partial \xi^k_i}{\partial p_h} - \frac{\partial \xi_i}{\partial p_k} \right) \right].$$

Die rechte Seite stellt das Zusatzglied dar, welches zu den Lagrangeschen Gleichungen wegen der Inholonomie des Systems dazukommen muss. Es kann auch in der Form geschrieben werden

$$+ \Sigma i \, m_i \mathfrak{v}_i \left| \mathfrak{u}^h_i \cos\left(\mathfrak{v}_i \mathfrak{u}^h_i\right) + \Sigma k \, \mathfrak{u}^{hk}_i \cos\left(\mathfrak{v}_i \mathfrak{u}^{hk}_i\right) \right|.$$

Hierbei ist $\mathfrak{v}_i$ der Vektor, der die Geschwindigkeit des Massenteilchens m_i darstellt, $\mathfrak{u}^h_i$ ist die durch $dt dp_h$ dividierte Vektordifferenz der Verschiebungen, welche dieses Massenteilchen erfährt, das eine Mal, wenn erst die Zeit um dt, dann p_h um dp_h wächst, das andere Mal, wenn erst p_h dann die Zeit die betreffenden Zuwächse erfahren. $\mathfrak{u}^{hk}_i$ hat eine analoge Bedeutung für den Fall, dass einmal p_h um dp_h, dann p_k um dp_k, das andere Mal erst p_k um dp_k und nachher p_h um dp_h wächst.

(Eingegangen 23. Januar 1903.)

Lichtbrechung und Farbenzerstreuung in der Chromosphäre.

Von A. Schmidt.

Zur nachfolgenden Untersuchung hatte ich eine doppelte Veranlassung, das Bedürfnis der Stellungnahme zur Sonnentheorie des Herrn W. H. Julius in ihren letzten Ausführungen[1]) und eine eigene Untersuchung über die Wärmeleitung in den Atmosphären der Himmelskörper, welche derzeit an anderer Stelle erscheint.[2])

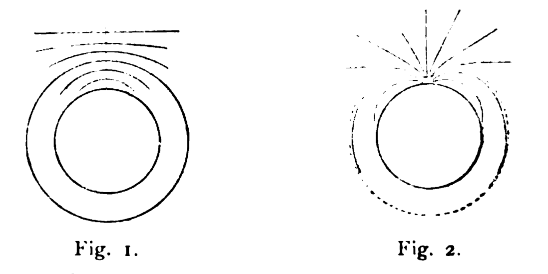


Fig. 1. Fig. 2.

1) Diese Zeitschr. 4, 85—90 und 4, 132—136, 1902.
2) Gerlands Beiträge zur Geophysik, Jubelband 1903.

Durch vorstehende Figuren hatte ich vor 12 Jahren meine Vorstellungen vom Strahlengang in der Sonnenatmosphäre zu verbildlichen gesucht. Die Figur links zeigt für einen „Himmelskörper zweiter Art", an dessen Oberfläche horizontale Strahlen stärker gekrümmt sind, als diese Oberfläche, eine allmähliche Abnahme dieser Krümmung mit der Höhe bis zur „kritischen Sphäre", in welcher die Krümmung eines horizontalen Strahles gleich der eines um den Mittelpunkt des Himmelskörpers beschriebenen Kreises ist, so dass dieser Strahl in sich selbst zurückläuft. Die Strahlen über der kritischen Sphäre verhalten sich wie die horizontalen Strahlen eines „Himmelskörpers erster Art".

Die Figur rechts giebt eine Vorstellung vom Verlauf der von einem und demselben Punkte im Innern der Atmosphäre, etwa einem Punkt der Photosphäre der Sonne, nach verschiedenen Richtungen ausgehenden Strahlen. Man erkennt, dass die ausgestrahlte Lichtmenge kleiner ist, als die Hälfte des vom Punkte nach allen Seiten ausstrahlenden Lichtes, dass nur Strahlen, deren Emanationswinkel innerhalb eines bestimmten „kritischen" Wertes liegt, über die kritische Sphäre auszutreten vermögen, über welcher sich nichtsdestoweniger ein Strahlenbündel von einem Raumwinkel grösser als 2π ausbreitet. Ein ganz ähnliches Verhalten zeigt ja ein unter der Oberfläche des Wassers entspringendes Lichtstrahlenbüschel. Nur die Strahlen, welche mit der senkrechten Richtung einen kleineren Winkel einschliessen, als der Grenzwinkel der Totalreflexion bestimmt, kommen zum Austritt und zerstreuen sich nach dem Austritt als Büschel mit dem Raumwinkel 2π.

Wegen dieser vergrösserten Divergenz des austretenden Büschels kann dasselbe nicht dieselbe Helligkeit (Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels) besitzen, wie ein ungebrochen vom Ursprungsort ausgehendes Büschel.

Diese Helligkeitsverminderung muss bei weissem Lichte für die stärker brechbaren Strahlen grösser sein, als für die weniger stark brechbaren. Es wird also das austretende Lichtbüschel eine Intensitätsverminderung aufweisen, der für verschiedene Wellenlängen verschiedene Werte zukommen.

Auch nicht alle Richtungen des ausgetretenen Büschels werden sich gleich verhalten, augenscheinlich werden von der Intensitätsverminderung die centralen Teile am wenigsten, die peripherischen am meisten betroffen werden. Doch ist dieser Punkt noch genauerer Prüfung bedürftig, einer Prüfung, deren exakte mathematische Durchführung ihre grossen Schwierigkeiten bietet, deren näherungsweise Behandlung aber genügend wichtige Ergebnisse liefert, um sie hier mitzuteilen.

Bei der Bestimmung der Temperatur der Sonne[1]) kann man zwei Wege einschlagen, man kann von der Energiemenge ausgehen, welche der Erde zugestrahlt wird und von dieser rückwärts bis zur Sonnenoberfläche auf diejenige Energiemenge schliessen, welche am Orte der Photosphäre von der Sonne ausgestrahlt wird. Aus der sich so ergebenden Strahlungsenergie lässt das Stefansche Gesetz eine „effektive Sonnentemperatur" berechnen, diejenige Temperatur, die ein schwarzer Körper an jenem Orte haben müsste, um dieselbe Strahlung zu liefern. Hierbei liegt bereits die Gefahr einer Vernachlässigung vor, welcher die Astrophysiker nicht entgangen sind.

Setzt man nämlich den Radius der Photosphäre gleich der aus dem scheinbaren Sonnenradius sich ergebenden Grösse, so vernachlässigt man diejenige Wirkung der Strahlenbrechung in der Sonnenatmosphäre, welche ich früher mit dem Namen „Sphärenvergrösserung" bezeichnet habe. Es wäre sehr wichtig, über den Betrag dieser Vernachlässigung dadurch ein annäherndes Urteil zu gewinnen, dass man den Brechungsindex der Sonnenatmosphäre in jenem Gebiete ermittelte.

Man würde eine weitere Vernachlässigung begehen durch Nichtberücksichtigung der oben besprochenen Intensitätsverminderung im Zusammenhang mit der in der Sonnenatmosphäre mit der Refraktion verbundenen Erscheinung, welche der Totalreflexion vergleichbar ist.

Auch wenn man die effektive Sonnentemperatur nach dem andern, dem Wienschen Gesetz berechnet, nach welchem die absolute Temperatur der Wellenlänge maximaler Intensität umgekehrt proportional ist, so steht der Anwendung dieses Gesetzes die Wirkung der Dispersion in der Sonnenatmosphäre im Wege, von welcher wir oben zeigten, dass sie die ursprüngliche Intensitätsverteilung zum Nachteil der stärker brechbaren Strahlen beeinflussen müsse.

Dieser letzteren Vernachlässigungen haben sich nun allerdings die Astrophysiker nicht schuldig gemacht, sie haben nur den wohl erkannten, vorzugsweise die kurzen Wellenlängen betreffenden Intensitätsverlust einer anderen Ursache, der Absorption in der Sonnenatmosphäre zugeschrieben, welche als sehr kräftig wirkende allgemeine Absorption neben der in der Chromosphäre vorhandenen selektiven Absorption bestehen und beispielsweise Energiemengen aufnehmen sollte, welche der ausgestrahlten an Grösse gleichkommen. Über Ausfindigmachung irgend eines Weges, auf welchem die Sonnenatmosphäre die stetig ihr zugeführte Energie auch stetig wieder abgeben könnte, scheint man sich keine weiteren Gedanken gemacht zu haben.

Wir besitzen von H. C. Vogel[1]) für den sichtbaren Teil des Sonnenspektrums eine ausserordentlich wertvolle Beobachtungsreihe, die Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe, von der Mitte nach dem Rande für 6 Spektralgebiete darstellend, deren Betrachtung mich schon vor 12 Jahren[2]) auf den Gedanken brachte, dass es sich hier nicht um eine Wirkung der Absorption, sondern um eine solche der Refraktion und Dispersion handeln müsse. Folgendes ist die Tabelle der Beobachtungen.

Abstand v. d.Scheibenmitte	Intensität der Spektralgebiete I 405—412	II 440—446	III 467—473	IV 510—515	V 573—585	VI 658—666 $\mu\mu$
0.0	100	100	100	100	100	100
0.1	99.6	99.7	99.7	99.7	99.8	99.9
0.2	98.5	98.7	98.8	98.7	99.2	99.5
0.3	96.3	96.8	97.2	96.9	98.2	98.9
0.4	93.4	94.1	94.7	94.3	96.7	98.0
0.5	88.7	90.2	91.3	90.7	94.5	96.7
0.6	82.4	84.9	87.0	86.2	90.9	94.8
0.7	74.4	77.8	80.8	80.0	84.5	91.0
0.75	69.4	73.0	76.7	75.9	80.1	88.1
0.8	63.7	67.0	71.7	70.9	74.6	84.3
0.85	56.7	59.6	65.5	64.7	67.7	79.0
0.9	47.7	50.2	57.6	56.6	59.0	71.0
0.95	34.7	35.0	45.6	44.0	46.0	58.0
1.0	13.0	14.0	16.0	16.0	25.0	30.0

Die Tabelle besitzt eine so schöne innere Harmonie, dass man die Werte meist als bis zur Dezimale genau betrachten muss. Sehr charakteristische Züge der Tabelle sind neben der stärkeren Helligkeitsabnahme der kurzwelligen Strahlengebiete gegenüber den längerwelligen die Besonderheit, dass die Abnahme nicht bis auf Null am Scheibenrande herabgeht. Bei einer Absorptionswirkung wäre das doch wohl zu erwarten. Aber der allergeheimnisvollste Zug ist die ausgesprochene Inversion, welche die vierte Kolumne der Helligkeitswerte darstellt. Was sagt dazu Herr W. H. Julius? Sollte das eine anomale Absorption oder eine anomale Dispersion verraten?

Falls wir es mit einer sehr niederen lichtbrechenden Atmosphäre der Sonne zu thun hätten, wäre die geometrische Behandlung des Brechungs- und Dispersionsproblems höchst einfach. Wir würden statt der sphärischen Flächen ebene einführen, jedes Element der Photosphäre als eben und als parallel den Schichten gleicher Dichte der darüber lagernden Gase behandeln. Diese elementare Behandlung des Problems wird auch für den Fall

1) Eine sehr übersichtliche Behandlung der Frage gab neuerdings Herr Ekholm, Meteorol. Zeitschr. 19, 1 u. flgde. 1902.

1) J. Scheiner, Strahlung und Temperatur der Sonne. Leipzig 1899, 42.

2) A. Schmidt, Die Strahlenbrechung auf der Sonne. Stuttgart 1891, 31.

grösserer Höhe der lichtbrechenden Hülle deswegen noch einige Berechtigung haben, weil bei einer nach aussen abnehmenden Schichtendicke die hauptsächlichsten Wirkungen der Refraktion nicht in den höheren, sondern in den tiefsten Schichten zu erwarten sind. Nur wird man sich bewusst sein müssen, dass die aus dem Näherungsverfahren entspringenden Fehler um so grösser werden, je weiter man sich von der Mitte entfernt und in der Nähe des Randes über jedes brauchbare Mass hinaus wachsen werden.

Eine horizontale. weissstrahlende Fläche sei von einer lichtbrechenden Flüssigkeitsschicht bedeckt, wobei es auf dasselbe hinauskommt, ob wir die ganze brechende Schicht als optisch homogen annehmen oder ob wir die brechende Kraft als mit der Höhe abnehmend ansehen. Fassen wir einen Punkt der strahlenden Fläche ins Auge. Aus dem Strahlenbüschel des Punktes denken wir uns einen Hohlkegel ausgeschnitten. Die innere begrenzende Kegelfläche sei durch Strahlen gebildet, die mit dem Einfallslot den Winkel β bilden, die äussere Fläche durch Strahlen vom Emanationswinkel $\beta+d\beta$. Durch die Brechung verwandelt sich das Büschel in ein anderes zwischen den sphärischen Radien α und $\alpha+d\alpha$ enthaltenes. In beliebiger grosser Entfernung von der strahlenden Ebene denken wir uns eine parallele Ebene, in welcher wir ein Auge annehmen wollen, das Strahlen empfängt.

Ohne die brechende Substanz, welche die leuchtende Fläche von der Helligkeit H_1 bedeckt, würde ein Auge, nach dem Lambertschen Gesetz in jeder Entfernung und in jeder Richtung gegen die Fläche gewendet, dieselbe Helligkeit wahrnehmen. Da aber durch die Brechung das Strahlenbüschel zwischen den Winkeln β und $\beta+d\beta$ sich in ein anderes umwandelt zwischen den Winkeln α und $\alpha+d\alpha$ und da dem ersteren auf einer Ebene im Abstande von der Fläche als Schnitt mit dieser Ebene ein Ring vom inneren Radius $a\, tg\,\beta$, dem andern ein Ring vom Radius $a\, tg\,\alpha$ entspricht, so erfährt das Büschel durch die Brechung eine doppelte Verzerrung, eine Verzerrung nach dem sphärischen Radius im Verhältnis $d\alpha : d\beta$ und eine zu dieser radialen senkrechte, cirkulare Verzerrung im Verhältnis $tg\,\alpha : tg\,\beta$. Dieser doppelten Verzerrung entsprechend ist seine Helligkeit H vermindert, es ist

$$H = H_1 \frac{tg\,\beta\, d\beta}{tg\,\alpha\, d\alpha} = H_1 \frac{\cos^2\alpha}{n^2 \cos^2\beta}$$

weil nach dem Brechungsgesetz $\sin\alpha = n \sin\beta$ oder $\cos\alpha = n\cos\beta\, d\beta$ ist. Diese Gleichung für H zeigt in der Mitte

$$H_0 = H_1 \frac{1}{n^2} \text{ für } \alpha = 0$$

und am äussersten Rande $H = O$. für $\alpha = 90^0$.

Bei der Übertragung des Gesetzes von der Ebene auf die Kugel mit nach aussen an Dichte abnehmender Atmosphäre müssen wir vor allem bedenken, dass die Randbedingungen nicht mehr $\alpha = 90^0$ entsprechen, sondern um so kleineren Werten von α, je höher die Atmosphäre ist. Man erkennt das am besten, wenn man die Strahlenrichtung umkehrt. Man kann Sehstrahlen vom Auge nach der Atmosphäre des leuchtenden Körpers senden, welche diese Atmosphäre unter Krümmung durch Refraktion durchschneiden, ohne die leuchtende Oberfläche zu erreichen. Aus diesem Grunde verzichtet unser Näherungsverfahren auf die Untersuchung der Helligkeit in der Nähe des Kugelrandes.

Von einem Punkte der Photosphäre treffe ein Strahl unser weit entferntes Auge unter dem Winkel φ mit der vom Auge nach der Sonnenmitte gezogenen Geraden. Dem Strahle entspreche ein Emanationswinkel β und ein Brechungswinkel α, r sei der (optisch vergrösserte) Sonnenradius, e die Entfernung von Sonne und Erde. Dann gilt für den Gesichtswinkel φ_1 des Sonnenradius $\sin\varphi_1 = \frac{r}{e}$ und für den angenommenen Chromosphärenpunkt: $\sin\varphi = \frac{r}{e}\sin\varphi$ (nach dem Sinussatz des ebenen Dreiecks). Es ist also $\sin\alpha = \sin\varphi / \sin\varphi_1$ oder kürzer $\sin\alpha = \varphi / \varphi_1$.

Nun hat H. C. Vogel in der oben mitgeteilten Tabelle diejenigen Teile der Sonnenscheibe geprüft, welche den Abständen 0, 01, 0.2 u. s. w. vom Mittelpunkt entsprechen, bis 1,0. Das sind nichts Anderes als zunehmende Werte von φ / φ_1, d. h. von $\sin\alpha$. Wir besitzen also in den genannten Beobachtungen eine Sammlung zusammengehöriger relativer Werte von H und von $\sin\alpha$ und sind nun für jede der 6 Kolumnen von Spektralgebieten in der Lage, je denjenigen Wert von n zu bestimmen, auf welchen sich die Beobachtungen am besten vereinigen lassen. Oder auch indem wir für jede Beobachtung den entsprechenden Wert n berechnen, wird die Übereinstimmung dieser Werte die Richtigkeit unserer Anschauung belegen.

Aus den Gleichungen

$$H = H_1 \frac{\cos\alpha}{n^2\cos^2\beta} \text{ und } H_0 = H_1 \frac{\cos^2\alpha}{n^2\cos^2\beta}$$

folgt $H = H_0 \frac{\cos^2\alpha}{\cos^2\beta} = H_0 \frac{\cos^2\alpha}{1 - \frac{\sin^2\alpha}{n^2}}$ und hieraus

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1 - \frac{H_0}{H}\cos^2\alpha}}$$

Die Vogelsche Tabelle giebt die Werte von H/H_0, es ist also die unmittelbare Be-

rechnung der n möglich. Folgendes sind diese Werte von $\sin\alpha = 0{,}2$ bis $\sin\alpha = 0{,}9$. Für 0,1 wird die Berechnung ganz ungenau, auch 0,2 liefert wegen der noch kleinen Differenz zwischen H und H_0 keine genauen Resultate, über 0,7 machen sich die Fehler des Näherungsverfahrens mehr und mehr fühlbar. Je aus dem Mittel der 4 brauchbarsten Werte von 0,3 bis 0,6 sind noch die Werte von H_1/H_0 berechnet und beigesetzt worden.

Werte der Brechungsexponenten n für die 6 Spektralgebiete der H. C. Vogelschen Tabelle.

$\sin\alpha$	405–412	440–446	467–473	510–515	573–585	658–666 $\mu\mu$
0.2	1.256	1.209	1.188	1.209	1.114	1.067
0.3	1.279	1.226	1.188	1.216	1.108	1.059
0.4	1.261	1.221	1.190	1.210	1.104	1.058
0.5	1.272	1.218	1.184	1.202	1.101	1.055
0.6	1.270	1.209	1.167	1.182	1.103	1.053
0.7	1.248	1.193	1.153	1.163	1.112	1.056
0.75	1.233	1.185	1.144	1.142	1.113	1.057
0.8	1.213	1.176	1.134	1.140	1.112	1.057
0.85	1.190	1.163	1.120	1.125	1.107	1.055
0.9	1.044	1.028	0.990	0.994	0.984	0.946
$n =$	1.2705	1.2184	1.1821	1.2027	1.1039	1.0563
$H_1/H_0 =$	1.614	1.483	1.397	1.447	1.219	1.116

Seit Jahren habe ich die Anschauung vertreten, dass in der Sonnenatmosphäre im Gebiete der kritischen Sphäre und darüber der Hauptbestandteil der Gase ein ausserordentlich leichtes Gas sein müsse, leicht genug, um durch seine Wellengeschwindigkeit die häufiger auftretenden Geschwindigkeiten von gegen 200 km der aufsteigenden Protuberanzen erklären zu lassen. Die Vermutung lag nahe, an das Koronium zu denken, dessen grüne Spektrallinie von der Wellenlänge 531,6 $\mu\mu$ eben die Gegenwart dieses sonst unbekannten Elements in den höchsten Gebieten der Sonnenatmosphäre verrät.

Das Ergebnis vorstehender Untersuchung dürfte sein, dass thatsächlich bis herab zur Photosphäre ein stark lichtbrechendes Gas von sehr starkem Dispersionsvermögen die Hauptrolle spielt, neben welchem Wasserstoff, Helium, und Metalldämpfe nur als accessorische Bestandteile zu betrachten sind. Als solche sind diese Körper auch an der Refraktion wenig beteiligt und tritt auch ihre anomale Dispersion hinter der des Hauptbestandteils zurück. Die Vogelschen Beobachtungen weisen darauf hin, dass das Gas eine Absorptionslinie zwischen den Spektralgebieten IV und V besitze.[1])

1) Eine in Arbeit befindliche Berechnung in zweiter Annäherung liefert durchaus höhere Werte von n. Weitere Mitteilung wird folgen.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Die Stellung des Radium im periodischen System nach seinem Spektrum.

Von C. Runge und J. Precht.

Das Funkenspektrum des Radium lässt sich mit dem von Herrn Giesel in neuerer Zeit hergestellten Radiumbromid vortrefflich beobachten. Wenige Milligramm, die Herr Giesel die Güte hatte, uns zu diesem Zwecke zur Verfügung zu stellen, genügten, um mit kleinerer Dispersion das Spektrum wesentlich vollständiger zu erhalten, als es bisher beobachtet worden ist, und um mit grösserer Dispersion die leicht photographierbaren Linien in Bezug auf ihr Verhalten im magnetischen Felde zu untersuchen. Wir haben dabei gefunden, dass die stärksten Radiumlinien den stärksten Baryumlinien und den entsprechenden Linien der verwandten Elemente *Mg. Ca. Sr* genau analog sind. Diese lassen sich, wie Runge und Paschen gezeigt haben[1]), als drei Linienpaare gruppieren, die sie wegen gewisser Analogien mit den Spektren der Alkalien als Linienpaar der Hauptserie, Linienpaar der ersten und Linienpaar der zweiten Nebenserie bezeichnen. Bei dem Linienpaar der ersten Nebenserie tritt neben der Linie grösserer Wellenlänge eine schwächere Linie an der Seite der grösseren Wellenlängen auf, die Runge und Paschen als Satelliten bezeichnen. In der Skala der Schwingungszahlen gemessen, haben die beiden Linien jedes dieser drei Paare für jedes Element denselben Abstand, nur muss bei dem Paare der ersten Nebenserie statt der einen Linie der Satellit genommen werden. Von Element zu Element ist der Abstand dagegen ein anderer, und zwar wächst er mit wachsendem Atomgewicht in einer ganz regelmässigen Weise, wie unten noch näher besprochen werden wird. Im magnetischen Felde zerfallen diese Linien, wie Runge und Paschen gezeigt haben, in verschiedener Weise in Komponenten, jedoch so, dass, in der Skala der Schwingungszahlen gemessen, die Zerlegung jeder Linie des einen Elementes genau dieselbe ist wie die Zerlegung der entsprechenden Linie jedes der andern Elemente

Wir haben nun gefunden, dass von Radium ganz dasselbe gilt, sodass man *Ra* mit *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Ba* in eine Gruppe chemisch verwandter Elemente zu setzen hat, wie es auch das chemische Verhalten von Radium, so weit es bekannt ist, verlangt.

In der folgenden Tafel sind die einander entsprechenden Linien zusammengestellt.

1) Runge und Paschen, Ber. d. Berl. Akademie, 26. Juni 1902.

	Mg	*Ca*	*Sr*	*Ba*	*Ra*
Hauptserie	2803	3969	4216	4934	4682
	2796	3934	4078	4554	3815
1. Nebenserie	—	3181	3475	4166	4436
	2798	3179	3465	4131	4341
	2791	3159	3381	3892	3650
2. Nebenserie	2937	3737	4306	4900	5814
	2929	3706	4162	4525	4533

Die Zerlegung der Radiumlinien im magnetischen Felde ist bei den stärksten Linien sehr gut zu beobachten. Nur die Zerlegung des Satelliten und der im Gelb gelegenen Linie 5814 haben wir bis jetzt nicht erhalten können.

Die Abstände zwischen den beiden Linien der Paare sind, wie schon oben bemerkt wurde, in der Skala der Schwingungszahlen gemessen, für jedes Element die gleichen. Dasselbe gilt auch für Radium, wie die folgende Tafel zeigt:

	λ	$10^8/\lambda$	Abstand
Hauptserie	4682.35	21356.8	4858.3
	3814.59	26215.1	
1. Nebenserie	4436.45	22540.5	4858.5
	3649.77	27399.0	
2. Nebenserie	5813.9	17200.2	4858.6
	4533 33	22058.8	

Die Abweichungen der drei Abstände voneinander sind durch die Beobachtungsfehler hinlänglich erklärt. Sie entsprechen sehr geringen Fehlern der Wellenlängenbestimmungen.

Von Element zu Element wachsen bei *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Ba* die Abstände mit dem Atomgewicht:

	Atomgewicht	Abstand
Mg	24.36	91.7
Ca	40.1	223
Sr	87.6	801
Ba	137.4	1691

Es liegt nahe, das Atomgewicht als Funktion des Abstandes aufzufassen und diese Funktion für Radium zu extrapolieren. Schon Rydberg und Kayser und Runge haben in ihren Arbeiten über die Spektren der Elemente darauf hingewiesen, dass die Abstände der Linienpaare innerhalb einer Gruppe chemisch verwandter Elemente mit dem Atomgewicht in regelmässiger Weise wachsen. Bei den Alkalien geben sie an, dass das Atomgewicht sehr nahe der Quadratwurzel aus dem Abstande proportional ist. Wir möchten darauf aufmerksam machen, dass für die andern Gruppen, in denen Linienpaare beobachtet worden sind, sich auch die Abhängigkeit zwischen der Weite der Linienpaare und dem Atomgewicht durch eine einfache Formel wiedergeben lässt:

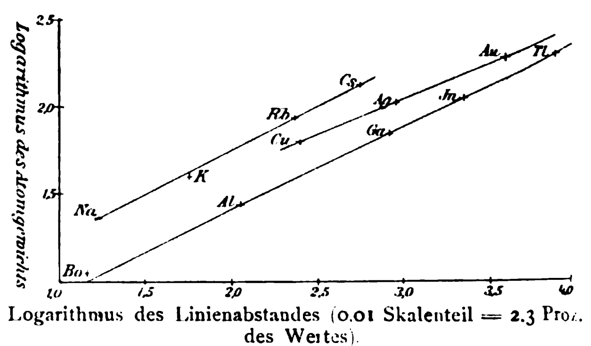
In jeder Gruppe chemisch verwandter Elemente ist das Atomgewicht einer Potenz des Abstandes der beiden Linien der Linienpaare proportional.

Der Exponent ist ein echter Bruch. Oder anders ausgedrückt:

Trägt man die Logarithmen von Atomgewicht und Abstand als Koordinaten auf, so liegen die einer Gruppe chemisch verwandter Elemente entsprechenden Punkte auf einer geraden Linie.

In den folgenden beiden Figuren ist dies Gesetz zur Anschauung gebracht.

In der Figur 1 sieht man, dass bei den Alkalien nur Kalium etwas unter der durch die übrigen Punkte laufenden Geraden liegt. Wir

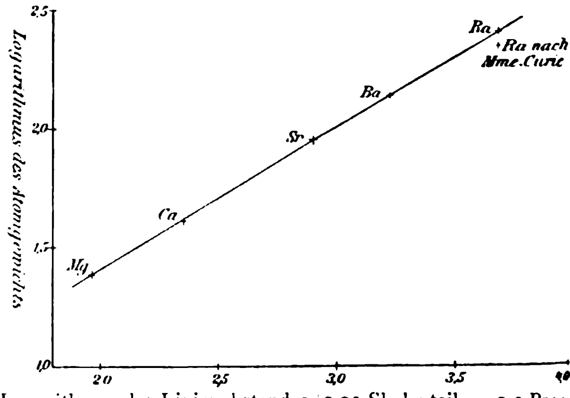


Logarithmus des Linienabstandes (0.01 Skalenteil = 2.3 Proz. des Weites).

Fig. 1.

wollen damit nicht etwa sagen, dass das stöchiometrisch bestimmte Atomgewicht von Kalium falsch ist; aber es scheint uns interessant, dass das Gesetz der geraden Linie gerade bei dem Element eine grössere Abweichung zeigt, dessen Atomgewicht im periodischen System auf einen störenden, die inverse Stellung von Argon und Kalium veranlassenden unbekannten Umstand hinweist.

Was Bor, Gallium und Indium betrifft, so ist die Strahlung im magnetischen Felde bei diesen Elementen nicht untersucht. Indessen kann man über die Linienpaare, die denen des Aluminium und Thallium entsprechen, nicht



Logarithmus des Linienabstandes (0,01 Skalenteil = 2,3 Proz.

Fig. 2.

zweifelhaft sein. Dasselbe gilt von der Gruppe der Alkalien, wo nur die beiden gelben Natriumlinien im magnetischen Felde untersucht sind.

In der Figur 2 ist derselbe Zusammenhang für *Mg, Ca. Sr. Ba. Ra* dargestellt. Die Extrapolation giebt für das Atomgewicht von Radium den Wert 258. Man kann natürlich die gerade Linie etwas drehen und schieben, ohne sich zu weit von den Punkten zu entfernen; aber die Figur zeigt deutlich, dass der von Frau Curie bestimmte Wert 225 sich erheblich von der Geraden entfernt.

In der folgenden Tabelle ist die gerade Linie durch eine Formel und die Extrapolation durch Rechnung ersetzt.

Bedeutet x die Weite des Linienpaares, in der Skala der Schwingungszahlen $10^8/\lambda$ gemessen, so ist:

Atomgew. = *num* (*log* 0.2005 + 0.5997 *log x*)

	Formel	Beobachtetes Atomgewicht
Mg	23.84	24.36
Ca	40.6	40.1
Sr	87.5	87.6
Ba	136.9	137.4

Die Extrapolation für Radium ergiebt berechnetes Atomgewicht des Radium = 257,8.

Wir wagen nicht zu behaupten, dass unsere Zahl mehr Vertrauen verdient als der von Frau Curie bestimmte Wert. Indessen ist zu sagen, dass bei der nahen Verwandtschaft zwischen Baryum und Radium und bei den geringen Substanzmengen, mit denen der Chemiker zu arbeiten gezwungen ist, die vollständige Trennung dieser beiden Substanzen sehr schwierig ist, und dass bei unvollständiger Trennung Frau Curie das Atomgewicht zu klein finden musste. Nach den krystallographischen, demnächst zu veröffentlichenden Beobachtungen von F. Rinne sind Radiumbromid und Baryumbromid miteinander isomorph, sodass ein Zusammenkrystallisieren beider Substanzen (isomorphe Mischung) von vornherein, ähnliche Löslichkeitsverhältnisse vorausgesetzt, sehr wahrscheinlich ist. Daraus ergiebt sich die grosse Schwierigkeit, durch den Krystallisationsprozess beide Substanzen voneinander zu trennen, sodass selbst bei sehr oft wiederholtem Umkrystallisieren noch mehr oder minder grosse Mengen von Baryum in der entsprechenden Radiumverbindung vorhanden sein können. Dasselbe gilt für das Verhältnis von Radium zum Calcium sowie zum Strontium und Magnesium.

Die Zahl 225 entspricht in sofern besser dem periodischen System, als sie in die Lücke zwischen Wismut und Thor in der richtigen Kolonne passt. Bei der Zahl 258 müsste Radium in der Kolonne *Mg. Ca. Sr. Ba* zwei Reihen weiter rücken und es würde eine Anzahl neuer unbesetzter Plätze im periodischen System entstehen.

Andererseits kann man für das grössere Atomgewicht anführen, was Rutherford bemerkt hat. Das grössere Atomgewicht spricht für einen komplizierteren Bau des Atoms und dadurch für einen leichteren Zerfall in Elektronen. Das am stärksten Elektronen aussendende Element sollte daher auch das grösste Atomgewicht haben.

Die Radiumlinie 4826,14, die in der Bunsenflamme von allen Linien am meisten hervortritt, ist auch nach der Zerlegung im magnetischen Felde den stärksten Bunsenflammenlinien *Ba* 5535, *Sr* 4607, *Ca* 4226 analog. Alle diese Linien zerfallen in drei Komponenten, die bei allen diesen Elementen in der Skala der Schwingungszahlen gemessen gleich weit voneinander getrennt sind.

Hannover, Physikalisches Institut der technischen Hochschule. Januar 1903.

(Eingegangen 31. Januar 1903.)

Verbesserte Apparate zur Demonstration der Lichtempfindlichkeit des Selens.

Von J. W. Giltay.

In dem zweiten Jahrgang dieser Zeitschrift Seite 675—677, 1901, habe ich einige Apparate beschrieben, die den Zweck hatten, die Lichtempfindlichkeit des Selens zu zeigen.

Seitdem habe ich noch einige Änderungen an diesen Apparaten angebracht, welche ich hier kurz beschreiben möchte.

1. Der Apparat für intermittierende Beleuchtung (Fig. 2 l. c.), wurde damals aus einer mit 8 Löchern versehenen Hartgummischeibe konstruiert. Wenn aber diese Scheibe in rasche Drehung versetzt wurde, so verursachte das Schneiden der Luft durch die Kanten der Löcher einen Ton, der dieselbe Höhe hatte als derjenige, den man im Telephon durch die Lichtwirkung auf das Selen zu hören wünschte. Man war dadurch gezwungen, das Telephon in ein von der Drehscheibe entferntes Zimmer aufzustellen.

Ich habe jetzt die Hartgummischeibe durch eine mit durchlöchertem schwarzem Papier beklebte Glasscheibe ersetzt, und zweitens habe ich die Anzahl der Fenster von 8 auf 6 verringert. Bei der früheren Konstruktion war die Breite der Fenster ebenso gross wie die Breite der Zwischenräume; die Selenzelle wurde daher nur während eines Augenblicks auf ihrer ganzen Oberfläche beleuchtet, und ebenso dauerte es nur ein Moment, dass die Selenzelle ganz im Dunkeln war. Da nun bekannt-

lich das Selen nicht sofort nach Aufhören der Beleuchtung seinen früheren Widerstand wieder erreicht, so erschien es mir vorteilhaft, die dunklen Perioden etwas länger zu nehmen als die hellen. Mit dem neuen Apparat mit 6 Fenstern in schwarzem Papier kann man Drehscheibe und Telephon im selben Zimmer aufstellen und der Ton ist durch die Verringerung der Löcheranzahl bedeutend kräftiger als vorher.

Versuchsweise habe ich in den Apparat auch eine volle Hartgummischeibe eingesetzt, die an denjenigen Stellen, wo sich bei der alten Konstruktion ein Fenster befand, mit Stanniol beklebt war. Diese Scheibe gab einen sehr guten Ton im Telephon, bei Beleuchtung mittelst elektrischen Lichtes sowie mittelst einer Gasglühlampe, welche dann jedoch in sehr kurzer Entfernung von der Öffnung des Drehapparats aufgestellt wurde. So wie aber ein mit Alaunlösung gefülltes Gefäss zwischen Lichtquelle und Drehscheibe gestellt wurde, hörte der Ton auf.

Auch ohne Benützung des Apparats (l. c. Fig. 2), habe ich die intermittierende Beleuchtung des Selens zu erreichen gesucht, und zwar dadurch, dass ich zwischen Lichtquelle und Selenzelle ein Radiometer derart aufstellte, dass der Schatten der Flügel jedesmal auf das Selen fiel und also die Beleuchtung intermittierend wurde. Beim Gebrauch des gewöhnlichen, 4-flügeligen, Radiometers zeigte sich jedoch, dass der Schatten eines Flügels das Selen noch nicht ganz verlassen hatte, wenn sein Nachbar schon anfing, einen Schatten auf die Zelle zu werfen. Ich liess daher ein 2 flügeliges Radiometer fertigen; dasselbe drehte sich jedoch zu langsam. Dann liess ich ein solches machen mit 4 Flügeln, wie üblich, am oberen Ende der vertikalen Drehachse, und zwei um 180 Grad voneinander entfernten Flügeln an derselben Achse etwas niedriger. Sämtliche 6 Flügel dienten als Motor, die unteren zwei zu gleicher Zeit aber zur Beschattung des Selens. Es zeigte sich aber auch dieser Apparat zu träge. Ich habe daher auf eine intermittierende Beleuchtung verzichtet und mich mit einer Variation der Beleuchtungsintensität zufrieden gestellt, wie das mit einem gewöhnlichen 4flügeligen Radiometer zu erreichen war. Mit elektrischem Licht, auf eine Seite des Radiometers konzentriert, gelang der Versuch sehr schön; bedeutend besser war aber noch der Ton bei Benützung eines 8flügeligen Radiometers, dessen Flügel um 45 Grad voneinander entfernt waren.

Mit Acetylenlicht ist mir dies Experiment nicht gelungen.

2. Die manometrische Flamme (l. c. Fig. 1, b) wurde früher in etwa 1 cm Distanz von der Selenzelle entfernt aufgestellt. Es geschah dies, weil ich die Demonstrationsversuche äusserst einfach halten wollte, in diesem Falle ohne Linsen oder Reflektoren. Es zeigte sich aber, dass bei Mangel an Vorsicht die Zelle oder das Hartgummigehäuse leicht durch die Flamme beschädigt wurde. Um diesen Übelstand zu beseitigen, kann man freilich das Experiment unter Benützung von Linsen machen, etwa wie ich verfuhr: 5 cm von der manometrischen Flamme entfernt wurde ein Kondensorsystem aufgestellt; in 110 cm Distanz vom Kondensor befand sich eine Bikonvexlinse, deren Brennweite 30 cm war. Die Selenzelle stand 18 cm hinter dieser Linse. Der Durchmesser der Linse sowie derjenige des Kondensors betrug etwa 9,5 cm. Die Distanz zwischen Lichtquelle und Selenzelle war also in diesem Falle etwa 134 cm.

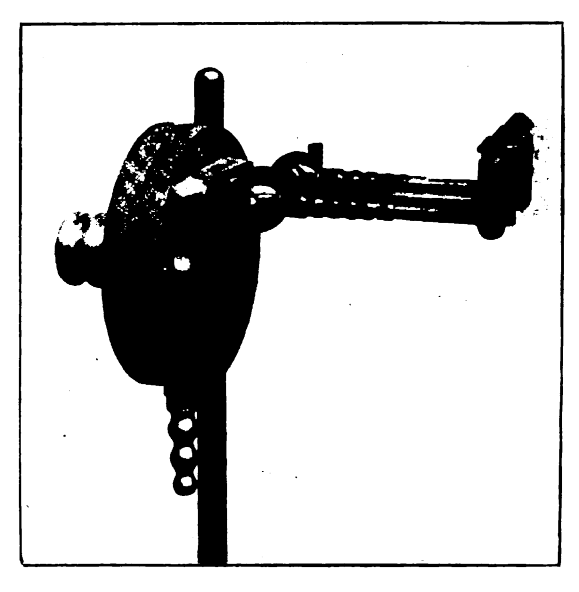


Fig. 1.

Da jedoch der auf diese Weise im Telephon erregte Ton ziemlich schwach ist, so habe ich den in Fig. 1 dargestellten Apparat konstruiert, der es gestattet, das Experiment ohne Linsen zu machen und zu gleicher Zeit ohne die Gefahr, die Zelle zu beschädigen. Derselbe ist dem in Fig. 1, b abgebildeten Apparat ganz analog, nur hat er drei Acetylenspitzbrenner, deren Flammen sämtlich von einer einzigen vibrierenden Membran in Schwingungen versetzt werden. Will man mit nur einer Flamme experimentieren (z. B. bei Benützung sphärischer Linsen), so kann man die beiden äusseren Brenner durch Hähne verschliessen.

Dieser 3flammige Apparat gab ganz ausgezeichnete Resultate, ohne Linsen, wenn die Brenner etwa 10 cm von der Selenoberfläche entfernt aufgestellt waren.

Auch mit einer cylindrischen Konvexlinse habe ich den Versuch gemacht, die Öffnung der Linse war 5×5 cm, die Brennweite 18 cm. Die drei Brenner wurden 58 cm von der Linse entfernt aufgestellt; die Distanz zwischen Selenzelle und Linse war 10 cm. Die Resultate mit dem 3flammigen Apparat sind jedoch ohne Linsen bedeutend besser als beim Gebrauch der Cylinderlinse.

* * *

Zum Schluss möchte ich für den Gebrauch von Selenzellen noch einen Rat geben. Es kommt zuweilen vor, dass eine Selenzelle plötzlich verdorben wird und Kurzschluss zeigt, ohne dass zu starke Erhitzung (durch die Beleuchtung) oder zu grosse Stromstärke als die Ursache der Erscheinung betrachtet werden kann. Meiner Ansicht ist die Ursache dann zu suchen in dem Extrastrom, der beim Unterbrechen der Leitung (z. B. beim Aufhören des Experiments) in dem mit der Zelle verbundenen

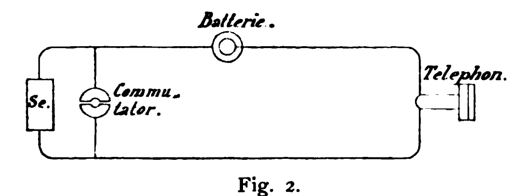


Fig. 2.

Telephon oder Galvanometer entsteht. Um diese Gefahr zu vermeiden, schalte ich, wenn ein Apparat mit bedeutender Selbstinduktion mit einer Selenzelle in Verbindung gebraucht werden soll, einen Stopfkommutator (Fig. 2) derart in die Leitung, dass derselbe einen Kurzschluss zur Selenzelle bildet, sobald der Stopfen eingesteckt ist. Soll nun bei Beendigung des Experiments, oder bei einer Abänderung desselben, die Verbindung mit der Batterie unterbrochen werden, so wird immer zuerst der Stopfen in den Kommutator eingesteckt.

Delft, 28. Dezember 1902.

(Eingegangen 3. Januar 1903.)

Die elektrische Leitfähigkeit und Energieabsorption bei der elektrodenlosen Entladung.

Von Bergen Davis.

Der in Gasen durch die elektrodenlose Entladung hervorgerufene Strom ist sehr stark, aber von kurzer Dauer. Dieser Strom wird durch weitgehende Ionisierung des der Entladung ausgesetzten Gases erzeugt oder ist jedenfalls von einer solchen begleitet.

Gegenstand vorliegender Versuche war die Messung der Leitfähigkeit, die durch die Entladung bei verschiedenen Drucken in Gasen erzeugt wird, und ferner auch die mit dem Drucke einhergehende Veränderung der Energieabsorption. Besondere Sorgfalt wurde darauf verwandt, dass die elektromotorische Kraft, welche die Entladung bedingte, während der Dauer der Versuche durchaus gleichförmig blieb. Die Methode, welche dies ermöglichte, wird aus der Anordnung des Apparates ohne weiteres klar sein; letzterer war folgendermassen eingerichtet:

LL sind vier grosse Leydener Flaschen (Fig. 1), von denen zwei in Serie und zwei parallel verbunden sind. Die inneren Belegungen waren mit dem Funkenmikrometer *S*, und vermittelst der Leitungsdrähte *dd* mit den Polen eines grossen Induktoriums in Verbindung. Letzteres wurde durch einen Wechselstrom von 40 Perioden pro Sekunde betrieben. Die äusseren Belegungen standen mit den Endklemmen der das Gefäss *V* umgebenden Spule *C* in Verbindung.

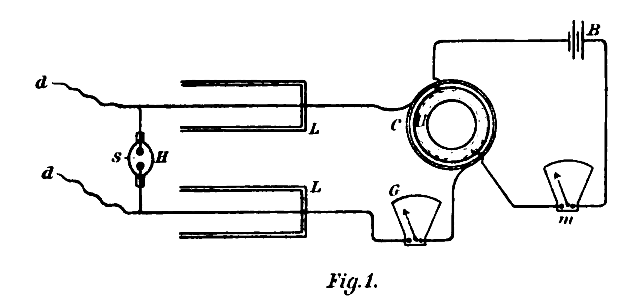


Fig. 1.

Ein Hitzdrahtgalvanometer *G* war in den Entladungskreis eingeschaltet und diente zur Regulierung und zum Vergleichen des unter verschiedenen Bedingungen die Spule *C* durchfliessenden Stromes.

Da das Potential, bei dem der Funke übergeht und auch die Periode konstant sind, so stellen gleiche Ablesungen des Galvanometers *G* auch gleiche Potentialgefälle am Umfange des Gefässes dar.

Wenn bei *S* Funken übersprangen, fand im Gefäss *V* eine starke Entladung statt. Die in den Gasen durch diese Entladung hervorgebrachte Leitfähigkeit wurde durch das Galvanometer *m* gemessen, das auf 10^{-6} Ampères abzulesen und in der aus der Figur zu ersehenden Weise angeordnet war.

Das Gefäss *V* ist im Querschnitt mit allen Einzelheiten in Fig. 2 dargestellt. Der Teil des Gefässes, durch den die Entladung hindurchging, war der ringförmige Raum zwischen zwei Cylindergefässen von verschiedenem Durchmesser, die ineinander gesteckt und deren Ränder oben verbunden waren. Dieser Raum war 8 mm breit und 7 cm lang. Der äussere Durchmesser des Gefässes betrug 6,5 cm. Die Elektroden bestanden aus Aluminiumringen,

welche das obere und untere Ende dieses ringförmigen Raumes umspannten. Dieselben sind bei EE und E_1E_1 im Querschnitt dargestellt. Die Oberfläche dieser Elektroden betrug je 7,38 qcm, während ihre gegenseitige Entfernung 6 cm ausmachte.

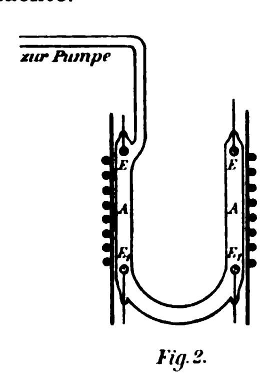


Fig. 2.

Eine konstante Potentialdifferenz von 220 Volt wurde an diesen Elektroden vermittelst der Stromquelle B unterhalten. Bei diesem Potential ging kein Strom zwischen den Elektroden über, wenn das Gas nicht durch den Durchgang der elektrodenlosen Entladung ionisiert war. Infolge dieser Anordnung der Elektroden war das Feld der elektromotorischen Kraft von B senkrecht zu dem von den Oszillationen in Spule C hervorgerufenen. Die Komponente der Ionengeschwindigkeit, die von der erstgenannten elektromotorischen Kraft herrührte, war daher unabhängig von der durch die Spule hervorgerufenen. Ich fand es für nötig, das Funkenmikrometer in eine Wasserstoffatmosphäre einzuschliessen, um ein gleichförmiges Entladungspotential zu erhalten.

Die Periode des Wechselstromes, der den Induktionsapparat speiste, betrug 40 Cyklen pro Sekunde, sodass man am Mikrometer 80 Funken pro Sekunde erhielt. Diese schnelle Aufeinanderfolge von Entladungen gab an beiden Galvanometern gleichmässige durchschnittliche Ablesungen.

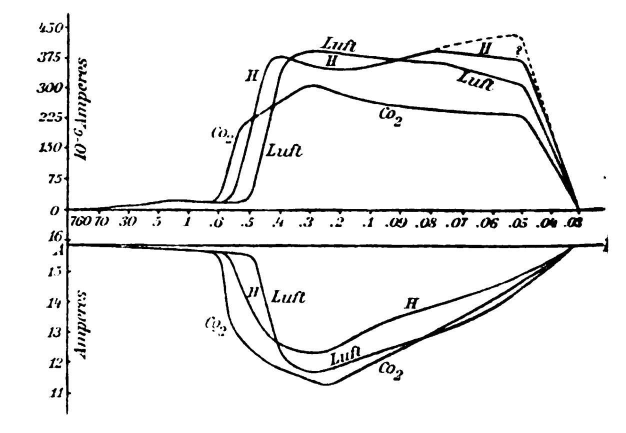
Wenn das Gefäss V von der Spule entfernt wurde, so zeigte beim Überspringen von Funken das Galvanometer G einen starken Strom an, der bei vorliegenden Versuchen 15,8 Ampères betrug.

Man liess die Entladung so lange fortgehen, bis die Verhältnisse beständig geworden waren und das Galvanometer eine beständige Ablenkung zeigte. Wenn das genügend ausgepumpte Gefass in die Spule gesetzt wurde, so trat die weisse elektrodenlose Entladung auf und nahm der vom Galvanometer angezeigte Strom ganz bedeutend ab. In manchen Fällen ging die Ablesung von 15,8 Amp. auf etwa 11 Amp. zurück, wobei die Höhe dieses Rückganges von der Luftverdünnung und von der Natur des im Gefäss befindlichen Gases abhing. Die entwickelte Wärmemenge war sehr bedeutend und zeigte, dass das im Gefäss befindliche Gas einen grossen Energiebetrag des Systems absorbierte. Diese Stromabnahme scheint von der Absorption von Energie durch das Gas herzurühren. Professor J. J. Thomson[1]) hat diese Wirkung nach anderen Methoden gezeigt: Wenn zwei Spulen in Serie verbunden werden, so vermindert die Anwesenheit eines Entladungsgefässes in der einen Spule so bedeutend den Strom, dass die Entladung in der anderen aufhört. Ebenso hat er gefunden, dass die Entladung in einem ringförmgen Gefäss die Wirkung in einem anderen, innerhalb des ringförmigen eingesetzten, Gefäss verhindert. Diese Schirmwirkung ist neuerdings eingehender von E. Lecher untersucht worden.[2])

Die durch den zwischen den Elektroden E und E_1 übergehenden Strom gemessene Leitfähigkeit variierte, wie ich fand, gleichfalls mit der Verdünnung und der Natur des Gases.

Die Ablesungen wurden in folgender Weise vorgenommen. Das Gefäss wurde entweder von der Spule entfernt oder enthielt das betreffende Gas bei Atmosphärendruck. Der Wechselstrom wurde durch den Induktionsapparat geschickt und das Funkenspiel so lange fortgesetzt, bis das Galvanometer einen beständigen Zustand angab. Dann wurde das Gefäss in die Spule gesetzt und ausgepumpt. Der Druck wurde durch ein Mc Leodsches Manometer gemessen. Die beiden Galvanometer und der Druck wurden zu gleicher Zeit abgelesen.

Folgende Kurven habe ich erhalten: Die Kurven oberhalb der Linie AB geben die Leitfähigkeiten von Luft, Wasserstoff und Kohlen-



säure wieder. Die Abszissen sind abnehmende Drucke und die Ordinaten die Leitfähigkeiten in 10^{-6} Amp.

Die Kurven unterhalb der Linie AB stellen die Ablesungen des Hitzdrahtgalvanometers dar.

1) Recent Researches.
2) Diese Zeitschrift 4, 32, 1902.

Die nach unten genommenen Ordinaten geben die durch die Entladung im Gefäss verursachte Stromabnahme wieder.

Wie man beobachten wird, sind die Leitfähigkeitswerte bei grossen Drucken ganz klein. Sie steigen plötzlich fast zu einem Maximum an mit dem Augenblick des Auftretens der weissen Entladung. Bei Luft und Kohlensäure nehmen die Werte der Leitfähigkeit mit abnehmendem Drucke ein wenig ab, bis der Druck gleich 0,05 mm geworden ist: dann hört die Entladung plötzlich auf und wird sie gleich Null.

Die Leitfähigkeit eines Gases kann ausgedrückt werden durch:

$$J = eN(V_p + V_n).$$

Wenn das Leitvermögen annähernd konstant bleibt, so nimmt die Ionenzahl mit abnehmendem Drucke ab, da die mittlere freie Weglänge und auch die Ionengeschwindigkeit mit abnehmendem Drucke zunehmen.

Die in Kohlensäure hervorgerufene Leitfähigkeit ist bedeutend geringer als die in Luft erzeugte. Bei Wasserstoff ist sie für grössere Drucke geringer und für niedrigere Drucke grösser als bei Luft. Die letzte Ablesung für Wasserstoff bei 0,05 mm ist nicht genau, da die Entladung zu versagen anfing und der Wert daher zu klein sein muss. Die punktierte Kurve ist wahrscheinlich mit grösserer Annäherung richtig.

Die Kurven unterhalb der Linie AB sind von der durch das Gas absorbierten Energie abhängig. Es war ganz unverkennbar, dass das Gefäss bei den Drucken, mit denen die Entladung einsetzte, heisser wurde als bei niedrigeren Drucken.

Die nach unten genommenen Ordinaten der Kurven sind der durch Gas absorbierten Energie proportional, was man in folgender Weise zeigen kann:

Die Leydener Flaschen bilden zusammen mit dem Entladungskreise und dem Gase ein freies Entladungssystem. Der zwischen dem Galvanometer G und der Spule übergehende Strom kann ausgedrückt werden durch:

$$C = A e^{-qt} \cos pt.$$

Da die Spule C nur einen geringen Widerstand besitzt, so wird die Energie im Gase zerstreut und ruft eine Dämpfung der Schwingungen hervor. Diese Dämpfung ist der absorbierten Energie proportional. Das Galvanometer wird auf Ampères abgelesen, während die Energie dem Quadrate des Stromes proportional ist; folglich sind die

$$\text{Ablesungen} \sim \int_0^\infty e^{-2qt} \cos^2 pt \, dt$$

$$\sim \frac{2p^2 + 3q^2}{4q(p^2 + q^2)}$$

$\sim$ sehr angenähert $\frac{1}{q}$, wenn entweder p oder q im Vergleich zueinander gross sind. Es findet angenäherte Proportionalität für alle relativen Werte von p und q statt.

Die Ablesungen des Galvanometers verhalten sich also umgekehrt wie die Dämpfung oder wie die absorbierte Energie.

Man wird beobachten, dass die Absorption mit der Dichte des der Entladung ausgesetzten Gases variiert, und dass ferner die Absorption in allen Gasen mit abnehmendem Drucke gleichfalls abnimmt.

Es wurde festgestellt, dass bei Anwendung einer einfachen Windung dicken Drahtes an Stelle des Gefässes, wobei die Enden des Drahtes mit einem induktionslosen Widerstand verbunden waren, ein bestimmter Widerstand erhalten werden konnte, der denselben Rückgang der Galvanometernadel hervorrief wie die Entladung im Gase. Wenn man an diesem Ohmschen Widerstand eine Korrektion anbringt mit Bezug auf die durch die Periode bedingte Zunahme, so kann man nach dieser Methode den gleichwertigen Ohmschen Widerstand der Gase bei verschiedenen Drucken messen. Es war meine Absicht, diese Äquivalentwiderstände zu messen; ein Unfall, der dem Apparat zustiess, zwang mich jedoch zur Zeit, die Versuche aufzugeben.

Im folgenden will ich noch einen Versuch erwähnen, welcher die bedeutende Absorption von Energie und die Erwärmung des Gases veranschaulicht. Ich konstruierte ein Gefäss mit einem dünnen durch den Mittelpunkt nach unten gehenden Platindraht. Der Durchgang der Entladung im Gefäss erhitzte den Platindraht in wenigen Sekunden zur Weissglut.

Vorliegende Versuche wurden im Laboratorium von Professor E. Riecke in Göttingen ausgeführt, dem ich für gütige Überlassung der Hilfsmittel des Physikalischen Instituts meinen Dank aussprechen möchte.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz).

(Eingegangen 23. Dezember 1902.)

Über die ionisierende Kraft einiger nichtleitenden organischen Flüssigkeiten.

Von G. Di Ciommo.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich mich mit den elektrischen Widerständen verschiedener organischer Flüssigkeiten und ihrer Gemische beschäftigt, um zu sehen, ob man die Widerstände dieser Gemische durch ein einfaches

1) G. Di Ciommo, Sulla conducibilità elettrica dei liquidi isolanti e dei loro miscugli. — Nuovo Cimento. S. V. Vol. III. Febbraio 1902.

Gesetz aus den Widerständen der organischen Flüssigkeiten und aus den Verhältnissen der Mischung herleiten kann.

Meine Schlussfolgerungen zwangen mich, viele von jenen tiefgreifenden Veränderungen zu bestätigen, die auf anderm Wege, in den Eigenschaften jener Flüssigkeiten festgestellt worden sind, wenn man sie innerhalb ihrer Lösungsmittel prüft. Ich nahm mir daher schon damals vor, die elektrische Leitungsfähigkeit der bereits damals geprüften, hauptsächlichsten Flüssigkeiten näher zu untersuchen, wenn dieselben in Lösung eine zunehmende Menge von festen, auch in gelöstem Zustand nichtleitenden Substanzen enthalten, um die ionisierende Kraft dieser Flüssigkeiten klarzustellen.

Die Methode, die ich bei Bestimmung des elektrischen Widerstandes derartiger Lösungen benützt habe, ist dieselbe wie die in der oben citierten Arbeit angewandte; ich wiederhole hier nur kurz die folgenden Angaben.

Mittels geeigneter metallischer Verbindungen, die in sorgsam vom Boden isolierte Quecksilberbecher tauchen, wird der Kontakt zwischen einem der Pole (z. B. dem + Pol) einer aus 100 Daniellschen Elementen bestehenden Batterie P (deren — Pol zum Boden geht) und der ersten Elektrode des Widerstandsgefässes hergestellt, welches die zu prüfende Flüssigkeit oder Lösung enthält; die zweite Elektrode wird mit der Nadel eines Thomson-Villarischen Quadrantenelektrometers verbunden, dessen Quadranten durch die Pole einer 100 Voltasche Elemente starken Batterie geladen werden.

In dieser Weise wird zwischen den Elektroden des Widerstandsgefässes eine Spannung V hergestellt, die derjenigen der Batterie P gleich ist; die Elektrizität wird durch die Flüssigkeit hindurch dringen und die Nadel des Elektrometers laden, welche langsam aus ihrer Ruhestellung abgelenkt und danach streben wird, die Grösse des Potentials V zu erreichen. Aber in dem Masse als das Potential der Nadel steigt, nimmt auch der natürliche Verlust, den die Nadel erleidet, zu; nach einer gewissen Zeit (ungefähr 2 Stunden) ist die Elektrizitätsmenge, welche die Nadel durch die Versuchsflüssigkeit hindurch empfängt, der Menge gleich, welche frei in der Luft verloren geht, und die Nadel bleibt nun stehen. Bezeichnet v das Potential, zu dem die Nadel im Zustande des oben beschriebenen Gleichgewichtes gelangt ist, so ist die elektromotorische Kraft, die zwischen der mit der Batterie verbundenen Elektrode des Gefässes und der Nadel des Elektrometers thätig ist: $(V-v)$; und die Intensität des Stromes, der die Flüssigkeit des Gefässes passiert, ist:

$$I = \frac{V-v}{R}$$

R bezeichnet den, relativ zur Potentialdifferenz $(V-v)$ verstandenen Widerstand der Flüssigkeit.[1])

Dieser Feststellung zufolge wird die Elektrizitätsmenge, welche die Nadel in einer Minute empfängt, durch:

$$60'' I = \frac{V-v}{R} \cdot 60''$$

ausgedrückt sein; während das, was gleichzeitig frei in der Luft verloren geht, durch $c\varepsilon$ bezeichnet wird. c bezeichnet die elektrostatische Kapazität der Nadel, und ε das durch Zerstreuung verursachte Absinken ihres Anfangspotentials während einer Minute. Für das analysierte Gleichgewicht wird also gelten:

$$\frac{V-v}{\varepsilon} \cdot 60 = c\,\varepsilon, \text{ daher}$$

$$1) \qquad R = \frac{V-v}{\varepsilon} \frac{1}{c} 60$$

Wird c in Farad berechnet, so wird dieser Widerstand in Ohm ausgedrückt werden.

In Gleichung 1 ist die Grösse V in Teilstrichen der Skala des Elektrometers gegeben, wenn seine Nadel mit dem + Pol der Batterie P in Berührung kommt; v ist direkt durch den Versuch in der oben beschriebenen Weise gefunden; ε wird man leicht durch folgendes bestimmen können: Nachdem man das Potential v auf dem Elektrometer abgelesen hat, wird die Nadel durch Unterbrechung der Verbindung mit der Elektrode des Widerstandsgefässes isoliert. Die Nadel beginnt nun langsam zu sinken; die Zahl der Teilstriche, die sie in einer Minute gesunken ist, stellt die Grösse von ε dar. Die Kapazität c der Nadel kann man schliesslich in folgender Weise bestimmen: Bezeichnet δ_0 die höchste stationäre Ablenkung der Nadel des Elektrometers bei direkter Verbindung mit dem isolierten Pole einer Batterie, die in identische Bedingungen wie P gebracht worden ist, so wird man schreiben dürfen:

$$2) \qquad C V^1 = K \delta_0$$

V bezeichnet das Potential der Batterie und K einen willkürlichen Koeffizienten. Wird nun die Nadel und mit derselben Batterie eine isolierte Kugel von dem Radius r_0, geladen, welch letztere dann mit der Nadel des Elektro-

1) Wir erinnern hier an das in meiner bereits mehrfach citierten Arbeit über die Diskussion und richtige Auslegung der Formel

$$I = \frac{V-v}{R}$$

in Bezug auf die zu prüfenden Flüssigkeiten Gesagte; auch um zu verstehen, wie solche Flüssigkeiten veränderliche Widerstände bei dem gewohnten Potential und bei der Länge der geprüften Flüssigkeitssäule anzeigen. Wir erinnern schliesslich an das, was ausführlich über die Bedingungen daselbst gesagt ist, welche eine vollkommene Vergleichbarkeit der Resultate verwirklichen lassen.

Widerstände einiger nichtleitender Substanzen in nichtleitenden Flüssigkeiten.

Gelöster Schwefel in Schwefelkohlenstoff		Gelöstes Naphtalin in Benzol		Gelöstes Naphtalin in Toluol	
Prozente vom Schwefel	Widerstände (Ohm)	Prozente vom Naphtalin	Widerstände (Ohm)	Prozente vom Naphtalin	Widerstände (Ohm)
0	$17 \cdot 10^{12}$	0.	$2.2 \cdot 10^{14}$	0	$1.9 \cdot 10^{14}$
1.6	$8.5 \cdot 10^{12}$	1.9	$1.1 \cdot 10^{14}$	0.2	$1.5 \cdot 10^{14}$
3.3	$4.6 \cdot 10^{12}$	7.6	$0.6 \cdot 10^{14}$	7.4	$1.0 \cdot 10^{14}$
4.8	$5.2 \cdot 10^{12}$	19.0	$0.4 \cdot 10^{14}$	15.0	$0.8 \cdot 10^{14}$
6.4	$5.0 \cdot 10^{12}$	28.0	$0.25 \cdot 10^{14}$	18.0	$0.7 \cdot 10^{14}$
7.8	$5.0 \cdot 10^{12}$	36.0	$0.2 \cdot 10^{14}$		
16.5	$4.1 \cdot 10^{12}$				

meters verbunden wird, so findet man das Potential x, welches das System (Nadel und Kugel) erreicht, durch die Beziehung

$$r_0 V^1 = (r_0 + c)\, x; \tag{3}$$

r_0 muss in Centimetern ausgedrückt werden. Aus 3 erhält man

$$x = \frac{r_0 V'}{c + r_0}. \tag{4}$$

Bezeichnet δ_1 nun die neue Ablenkung der Nadel bei Verbindung mit der isolierten, vorher geladenen Kugel, so erhält man durch 4

$$c \frac{r_0 V}{c + r_0} = K \delta_1. \tag{5}$$

Entfernt man aus 2 und 5 die Konstante K und bestimmt die Grösse von c, so erhält man: c = elektrostatische Kapazität der Nadel

$$= \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1} r_0$$

elektrostatische Einheiten. In Farad wird die Grösse von c betragen:

$$c = \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1} r_0 \frac{1}{3^2\, 10^{11}}$$

Farad.

Bei diesem Vorgehen wurde als Mittel aus einer grossen Anzahl von Messungen, die vor und nach den Bestimmungen der Widerstände vorgenommen wurden, $c = 2.9 \cdot 10^{11}$ Farad gefunden.

Sind auf diese Weise alle Werte der Grössen, welche ins zweite Glied der Gleichung 1 eintreten, bekannt, so kann man die Grösse von R berechnen. Ich nehme hier Abstand davon, alle praktischen Winke und experimentellen Vorsichtsmassregeln zu wiederholen, geschweige denn die Konstruktionsdaten der angewandten Apparate, weil ich in meiner bereits mehrfach citierten früheren Arbeit alles ausführlich besprochen habe, sodass ich mich hier vollständig auf dieselbe beziehen kann.

Ich habe den Verlauf der Veränderungen des elektrischen Widerstandes an einer grossen Anzahl fester, in Benzol und Toluol gelöster Substanzen geprüft; bei prozentualer Zunahme bei allen geprüften Substanzen ist er nahezu der gleiche; ich bringe deshalb hier nur die Resultate, die das in oben genannten Flüssigkeiten gelöste Naphtalin und der im Schwefelkohlenstoff gelöste Schwefel ergaben. Alle verwendeten Substanzen, flüssige wie feste, habe ich von der Firma Kahlbaum aus Berlin bezogen; ich habe sie wiederholt destilliert; die flüssigen wurden dann getrocknet, indem sie in einen Rückfallapparat in Anwesenheit von reinem Chlorcalcium zurückdestillierten; die festen wurden lange Zeit unter einem Schwefelsäure-Trockner aufbewahrt.

Die Resultate sind folgende: (siehe obige Tabelle).

Aus obigen Resultaten kann man entnehmen:

1. Die elektrischen Widerstände nichtleitender Flüssigkeiten nehmen ab, wenn in letzteren gleichfalls nichtleitende, feste Substanzen aufgelöst werden.

2. Diese Abnahme wird grösser mit dem Prozentsatz der gelösten Substanzen, zuerst sehr schnell, weiterhin langsam, als ob der Widerstand nach einer asymptotischen Grenze strebte.

3. Die grösste Abnahme ist nicht derart, dass sie die Grössenordnung der Nichtleitbarkeit der Flüssigkeit verminderte. Dies macht uns glauben, dass in diesen Fällen eine wirkliche Ionisation nicht stattfindet; denn es ist jetzt ausser Zweifel, dass die Bildung einer Anzahl freier Ionen, wie klein sie auch sein möge, den Widerstand so stark herabsetzen würde, dass sie die Flüssigkeit sehr viel leitungsfähiger machen würde, als in Wirklichkeit der Fall ist.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 5. Januar 1903.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von G. C. Schmidt.

In einer vor kurzem erschienenen Abhandlung[1]) habe ich auf Grund einer Reihe von

1) G. C. Schmidt, diese Ztschr. 3, 475, 1902.

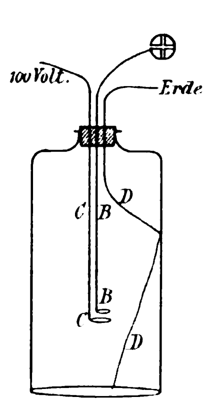
Versuchen den Schluss gezogen, dass das Auftreten von Ionen bei der langsamen Oxydation des Phosphors nicht erwiesen sei, dass vielmehr alle die Leitfähigkeit der Luft in Gegenwart von sich oxydierendem Phosphor betreffenden Erscheinungen sich durch die Konvektion der Elektrizität durch die festen, nebelförmigen, leitenden Oxydationsprodukte erklären lassen.

Da ich glaubte, dass dies Gebiet infolge dieses Ergebnisses kein Interesse mehr beanspruchen würde, so habe ich mich mit einer kurzen Beschreibung meiner Versuche begnügt.

Inzwischen ist Herr Harms[1]) zu einem dem Obigen entgegengesetzten Resultate gelangt, nämlich dass die durch Phosphor erzeugte Leitfähigkeit der der Flammengase ähnlich ist.

Ich habe hieraufhin meine Versuche wieder aufgenommen, auf das sorgfältigste wiederholt und erweitert und bin wieder zu demselben Resultat wie oben gelangt. Indem ich wegen Einzelheiten auf meine ausführliche, demnächst in den Annalen erscheinende Abhandlung verweise, beschreibe ich an dieser Stelle nur einen Versuch, welcher entscheidend ist.

Bringt man in die Flasche (Figur) auf die Schale *C* ein Stückchen Phosphor, so wird nach Anlegung einer elektromotorischen Kraft der Nebel emporgeschleudert und bewegt sich in



Richtung bez. entgegengesetzt der Richtung der Kraftlinien. Diese Thatsache, welche ich schon in meiner ersten Abhandlung beschrieb, erklärte ich, indem ich annahm, dass die festen Oxydationsprodukte des Phosphors sich an der unteren Platte lüden und dann nach bekannten Gesetzen emporgeschleudert würden. Auch nach der Elektronentheorie lässt sich diese Erscheinung erklären, wenn man annimmt, dass die Elektronen sich an die festen nebelförmigen Teilchen anlagern, eine Hypothese, die Herr Harms auch direkt ausspricht.

1) F. Harms, diese Ztschr. **4**, 111, 1902.

Auf Grund der Elektronentheorie muss man dann weiter eine der folgenden drei Annahmen machen:

1. Nur die positiv geladenen Elektronen lagern sich an die nebelförmigen Oxydationsprodukte an,
2. oder nur die negativen,
3. oder sowohl die positiven als auch die negativen.

Um zwischen beiden Erklärungen und zugleich zwischen diesen drei Annahmen zu entscheiden, wurde ein Stückchen Phosphor seitwärts und unterhalb von *C* gelegt. Die Schale *B* wurde von *C* etwas weiter entfernt, als es in der Figur dargestellt ist. Von dem Phosphor stieg ein nebelförmiger Faden in die Höhe und endete oben in der Flasche. War *C* negativ, so war zu erwarten, dass der Nebel angezogen werden würde, falls nur die positiv geladenen Elektronen sich an denselben anlegen; falls nur die negativ geladenen Elektronen sich anlagerten, war eine Abstossung zu erwarten, die bei Umkehrung der E.M.K. in eine Anziehung übergehen musste. Nach der Annahme 3 war eine Teilung des Nebels zu erwarten. Der Versuch ergab, als sich der Phosphor in einer Entfernung von z. B. 15 mm von der unteren Platte befand, gleichgültig ob *C* positiv oder negativ geladen war, bei 80 Volt stets eine Anziehung. Bei 160 Volt wurde der Strahl umgebogen und fiel, wie ein Springbrunnen auf die untere Platte; bei noch höherer E.M.K. senkte er sich immer mehr, bis er schliesslich sich geradlinig zur unteren Platte bewegte. Niemals habe ich auch nur eine Spur einer Teilung beobachten können.

Dieser Versuch ist mit der Elektronentheorie völlig unvereinbar und erklärt sich einfach folgendermassen: Bei der Oxydation des Phosphors entstehen feste Produkte, welche gute Leiter der Elektrizität sind; diese werden durch Influenz geladen, wandern zur unteren Platte, und werden schliesslich nach bekannten Gesetzen zur oberen Platte emporgeschleudert. Erwägt man nun, dass der Raum in der Nähe eines sich oxydierenden Phosphorstückchens von solchen festen leitenden Teilchen erfüllt ist, wovon man sich leicht beim Bestrahlen mit Bogenlicht überzeugen kann, so liegt es auf der Hand, dass kein geladenes Elektrometer in diesem Raume seine Ladung behält.

Herr Harms beschreibt einen ähnlichen Versuch: „Befand sich dieser Nebelfaden in unmittelbarer Nähe der Kugel, so wurde er durch Laden oder Entladen der Kugel nicht sichtbar abgelenkt . . . . Diese Beobachtungen sind wohl schwer mit der Schmidtschen Theorie in Einklang zu bringen". Dieser Versuch des Herrn Harms steht im schroffsten Wider-

spruch mit meinem, da ich bei 80 Volt — höhere Spannungen hat Herr Harms nie benutzt — stets eine Einwirkung auf den Nebelfaden beobachtet habe. Sicher wird er bei höheren Spannungen dieselben Ablenkungen wie ich beobachten.

Die chemische Untersuchung ergab, dass die festen nebelförmigen Teilchen aus Phosphorsäure, phosphoriger Säure und unterphosphoriger Säure und nicht aus Ammoniaksalzen, wie die Herren Elster und Geitel[1]) glaubten, bestehen.

Herr Harms hat ferner meine Versuche über die Leitfähigkeit in Luft, in der Phosphor verbrannt ist und in der ein dicker Nebel sich befindet, nicht wiederholen können; er hat aber dabei übersehen, dass ich unter ganz anderen Versuchsbedingungen arbeitete als er, nämlich ich in sehr feuchter Luft, er in sehr trockener. Bei der Verbrennung des Phosphors entsteht das nichtleitende Phosphorsäureanhydrid — Luft, in der dasselbe schwebt leitet nicht. Durch den Überschuss an Feuchtigkeit verwandle ich das nichtleitende Anhydrid in die gut leitenden Säuren. Herr Harms hat bei seinen Versuchen über die langsame Oxydation die Phosphorsäuren, bei seinen Versuchen über die schnelle Oxydation das Anhydrid in Händen, während ich dauernd mit den Säuren experimentiere.

Herr Harms hat ferner meine Resultate in betreff des Salmiakdampfes nicht bestätigen können. Der Grund liegt wahrscheinlich darin, dass er zu kleine Spannungen angewandt hat, ich benutze stets E.M.K. zwischen 1000—2000 Volt, er nur 80 Volt.

Dagegen kann ich das aus den Versuchen mit dem Tabaksrauch gezogene Resultat nicht aufrecht erhalten: es sind bei meinen früheren Versuchen Salze mitgerissen worden, die das Elektrometer luden.

In meiner ausführlichen Abhandlung habe ich noch eine Reihe von Versuchen beschrieben, welche mit der Elektronentheorie völlig unvereinbar sind, welche zwanglos aus der von mir gegebenen Erklärung folgen. Ich halte daher nicht nur alle meine Versuche, sondern auch alle meine Schlüsse, mit Ausnahme des in betreff des Tabakrauches aufrecht.

1) Wied. Ann. **39**, 326, 1890.

Erlangen, 7. Januar 1903.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Induzierte Radioaktivität, die in Luft am Fusse eines Wasserfalles erregt wird.

Von J. C. Mc Lennan.

1. Vor etwas länger als einem Jahre fanden Elster und Geitel[1]), dass ein negativ geladener Draht, der einige Stunden lang an der freien Luft oder in einem sehr grossen geschlossenen Raum belassen wurde, vorübergehend radioaktiv wurde. Seitdem sind zahlreiche Beobachtungen über diesen Effekt angestellt worden und man ist allem Anschein nach allgemein der Ansicht, dass derselbe von der Anwesenheit eines ganz besonderen Bestandteiles der atmosphärischen Luft herrührt, ähnlich der Thoriumemanation, die, wie Rutherford[2]) gezeigt hat, in allen Körpern, mit denen sie in Berührung kommt, Radioaktivität induziert, besonders wenn dieselben negativ elektrisiert sind.

Die Schwierigkeit, mit der eine Bestimmung und Regelung der atmosphärischen Bedingungen verbunden ist, welche für Beobachtungen dieser erregten oder induzierten Radioaktivität geeignet sind, zeigte, wie wünschenswert es wäre, die Versuche an einem Orte anzustellen, wo bekanntermassen aussergewöhnliche elektrische Verhältnisse beständig in der Atmosphäre herrschen. Der Niagarafall ist nun nach Lenards[3]) Untersuchungen eine solche Örtlichkeit, da die feinen Gischttropfen, in die Wasser beim Passieren eines Falles gebrochen wird, wie er festgestellt hat, beim Aufprall auf die feuchten Felsen am Fusse des Wasserfalles der umgebenden Luft eine negative elektrische Ladung und dem Wasser eine positive Ladung mitteilen. Dank der Liebenswürdigkeit des Herrn Thomas Walsh, Inspektor der Nationalparkanlage vom Niagarafall, war Verfasser in der Lage, im September 1902 eine kleine Beobachtungsreihe über induzierte Radioaktivität am Fusse des Falles anzustellen. Das allgemeine Ergebnis der Untersuchung war, dass während der Dauer des Versuches der Betrag der in einem am Fusse des Falles sich selbst überlassenen Drahte induzierten Radioaktivität ganz bedeutend kleiner war, als in einem Drahte, der in derselben Art in Toronto sich selbst überlassen wurde.

2. Der Apparat.

Bei vorliegenden Beobachtungen wurden die Messungen mit einem Quadrantelektrometer angestellt, der nach dem Mascartschen Typus von Carpentier konstruiert war. Die ursprüngliche Seidenaufhängung des Apparates wurde durch einen weniger als 0,025 Millimeter

1) Elster und Geitel, diese Zeitschr. **2**, 590, 1901.
2) E. Rutherford, Phil. Mag., **49**, 1 u. 161, 1900.
3) Lenard, Wied. Ann. **46**, 584, 1892.

dicken Phosphorbronzestreifen ersetzt, der mit seinem oberen Ende zur Erzielung genügender Isolierung an einem Ebonitstabe befestigt war. Die Nadel wurde mit einer Batterie kleiner Akkumulatoren, wie sie ähnlich in der Reichsanstalt installiert sind, geladen. Die Ausschläge wurden durch die Bewegung des Bildes des Fadens einer Glühlampe auf einem durchsichtigen etwa 1 Meter vom Elektrometer aufgestellten Massstabe gemessen.

Wenn man der Nadel ein Potential von 480 Volt erteilte, so war die Empfindlichkeit des Instruments derart, dass auf dem Massstabe eine Ablenkung von 1000 mm bei einer Potentialdifferenz von einem Volt zwischen den Quadranten hervorgerufen wurde. Bei Messung der induzierten Radioaktivität wurde blanker Kupferdraht Nr. 24 auf eigens konstruierten isolierenden Ständern (Fig. 1) der freien Luft ausgesetzt; dieselben waren an in geeigneten Abständen errichteten Bambusstäben befestigt.

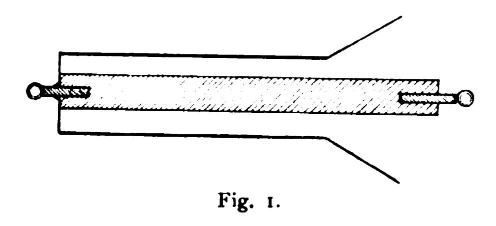


Fig. 1.

Der Draht wurde mit Hilfe einer kleinen Toepler-Holtzschen Elektrisiermaschine, die mit einem Wassermotor betrieben wurde, geladen; auf diese Weise erhielt man ihn auf einem Potential von acht bis zehn Tausend Volt.

Der in Fig. 1 abgebildete Isolator bestand aus einem etwa 20 cm langen Messingrohr, das an einem Ende geschlossen war und am anderen Ende eine glockenförmige Öffnung hatte.

In dieses Rohr wurde ein Ebonitstab eingeschraubt, der leicht wieder entfernt werden konnte, wenn es nötig war, seine Oberfläche zu erneuern. An der Röhre und am Ebonitstabe befestigte Haken sorgten für gehörige Stütze des Isolators und für Aufhängung des Drahtes.

Bei den Versuchen am Fusse des Falles wurde festgestellt, dass mit diesen Isolatoren ein Draht mit Leichtigkeit stundenlang selbst in einem Strome von Gischt auf einem Potential von 10000 Volt erhalten werden konnte.

Der sich selbst überlassene Draht wurde mit Hilfe des in Fig. 2 abgebildeten Apparates auf induzierte Radioaktivität untersucht. A ist ein galvanisierter Eisencylinder von etwa 30 cm Höhe und 20 cm Durchmesser, der auf einer isolierten Plattform aufsitzt und einen mit einer geflanschten Öffnung versehenen abnehmbaren Deckel trägt; in dieselbe war ein etwa fünf Centimeter im Durchmesser fassender Ebonitzapfen eingesetzt. Ein Messingrohr C wurde durch diesen Zapfen geschoben und ein zweiter Ebonitzapfen fest in ihn eingesetzt. Dieser zweite Zapfen trug einen Messingstab D, an dem B, eine Messingrolle, aufgehängt wurde; auf diese Rolle wurde der zu untersuchende Draht aufgewunden. Die Messingröhre C, die während der ganzen Dauer der Versuche mit der Erde in Verbindung stand, diente als Schutzring und verhindert jeden Ladungsverlust von Gefäss A aus nach dem Stabe D hin durch die Ebonitzapfen.

Der von der spontanen Ionisierung der Luft im Gefäss herrührende Sättigungsstrom wurde zunächst bestimmt, indem man den Stützstab

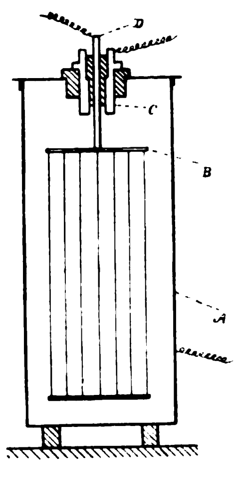


Fig. 2.

D mit dem Elektrometer in gewohnter Art verband und A ein Potential von 100 Volts lieferte; hierauf wurde der Versuchsdraht auf die Rolle aufgewickelt, in das Gefäss eingesetzt, und der Sättigungsstrom wiederum bestimmt. Jedes Anwachsen des Ionisierungsstromes wurde als Mass der im Versuchsdraht induzierten Radioaktivität benutzt.

Da es unmöglich war, wenn man den Apparat an zwei verschiedenen Stellen installierte, dessen sicher zu sein, dass die Empfindlichkeit auch genau dieselbe geblieben war, hielt ich es für nötig, zum Vergleiche eine Ionisierungseinheit zu besitzen. Ein radioaktives Präparat, das Verfasser zur Zeit der Versuche in seinem Laboratorium hatte, wurde gewählt, und da eine kleine Menge hiervon in einem Glasfläschchen, wie der Versuch lehrte, einen konstanten Ionisierungsstrom lieferte, wenn man sie in gegebener Lage in der Kammer A unterbrachte, so wurde dieser Strom als Masseinheit angenommen und die bei den einzelnen Versuchen gemessenen Ströme in dieser Einheit ausgedrückt.

3. Die Versuche.

Sowohl bevor ich mich nach dem Niagarafall begab, als auch nach meiner Rückkehr von dort wurde eine Versuchsreihe in dem viereckigen Hofe der Universität Toronto unternommen. Annähernd 30 Meter lange Kupferdrähte wurden während je zweistündlicher Zeitperioden an verschiedenen Tagen auf einem Potential von 8000 bis 10000 Volt belassen. Nachdem ein Draht diese Einwirkung erfahren hatte, wurde er in die Ionisierungskammer gebracht, der Sättigungsstrom gemessen, und seine auf diesem Wege ermittelte Radioaktivität als Funktion des radioaktiven Normalpräparats ausgedrückt.

Die so bei Annahme des Normalsättigungsstromes als Einheit erhaltenen Werte zeigten erhebliche Veränderlichkeit des erregten Radioaktivitätsbetrags; der höchste beobachtete Wert betrug 1,75 und der niedrigste 0,6. Die zwischenliegenden Werte bewegten sich zwar innerhalb dieser Grenzen, waren aber ganz unregelmässig und schienen mehr vom Vorhandensein und von der Geschwindigkeit des Windes als von anderen Wetterveränderungen abzuhängen. Das Eintreten von Regenschauern übte auf die induzierte Radioaktivität keinen merklichen Einfluss aus. Häufig beobachtete ich, dass Beobachtungen, die ich des Morgens anstellte, grössere induzierte Radioaktivität ergaben, als die des Nachmittags; wenn ich jedoch nach Sonnenuntergang beobachtete, so erhielt ich im allgemeinen Werte, die denen des Morgens gleich oder manchmal noch grösser als diese waren.

Die Beobachtungen wurden in Toronto zwischen dem 5. und 12., sowie zwischen dem 19. und 23. September angestellt; dazwischen lagen die vom Niagarafall. Die Werte der beiden Torontoer Reihen zeigten ähnliche Änderungen und lagen in beiden Fällen innerhalb der angegebenen Grenzen. Das Wetter war, abgesehen von einigen wenigen Regenschauern, ununterbrochen gleichmässig schön.

Bei Ausführung der Versuche am Niagarafall wurde das Elektrometer mit Zubehör in dem Erdgeschoss der Landungsstation am Fusse der Bergbahn aufgestellt. Es war ein grosser Raum mit Steinwänden und einem Cementboden, der infolge seiner ziemlichen Trockenheit für diese Untersuchungen sehr wohl geeignet war. Die zur Ladung des Drahtes bestimmte Elektrisiermaschine wurde gleichfalls in diesem Raume untergebracht und der Versuchsdraht von dort aus durch ein Fenster gelegt und in drei Strecken von je etwa 30 Metern aufgehängt; die Isolierung wurde auf die schon beschriebene Weise besorgt.

Die Örtlichkeit war ganz wunderbar für die Ausführung der Versuche geeignet, da der Draht bis in eine Entfernung von 1 bis 2 Metern von der ungeheuren fallenden Wassermasse gebracht werden konnte. Die erste Drahtlänge war gewöhnlich in sehr feinen Schaum gehüllt; der die zweite umgebende war schwerer, während der auf die dritte niederströmende Gischt dem heftigsten Regen glich.

Ein besonders interessanter Begleitumstand des ersten Exponierens bestand darin, dass der Draht, wenn er in den Schaum gehängt wurde, sofort elektrisch geladen wurde. Wenn man ihn an ein elektrostatisches Voltmeter befestigte, so erhielt man ein etwa 7500 Volt betragendes Potential, und machte es keinen Unterschied, ob man bei Tage oder bei Nacht beobachtete.

Die Ergebnisse zahlreicher Versuche mit den verschiedenen Drahtabteilungen zeigten, dass Entfernung der dritten gewöhnlich einen Abfall des Potentials der übrigen Abteilungen von 7500 auf etwa 5500 Volt hervorrief, während die erste Abteilung, allein exponiert, ein zwischen 3000 und 4000 Volt variierendes Potential ergab. Hieraus konnte man den Schluss ziehen, dass der Schaumregen die Ursache dieser Elektrisierung war und dass das Potential des Drahtes im wesentlichen von dessen Dichte abhing. In Anbetracht der Beständigkeit dieser Elektrisierung des exponierten Drahtes wurde die bei den Torontoer Versuchen nötige Elektrisiermaschine nicht benutzt.

Bei der Prüfung auf induzierte Radioaktivität wurde der Draht immer je etwa zwei Stunden lang exponiert und abteilungsweise entfernt, derart, dass jede Abteilung durch eine neue Drahtlänge ersetzt wurde. Es wurde dieselbe Prüfungsmethode wie in Toronto benutzt, die Resultate wurden auch hier in der durch das Normalpräparat gelieferten Einheit ausgedrückt.

An vier verschiedenen Tagen wurde mit folgenden Resultaten *A*, *B* und *C*, je nach der Abteilung des Drahtes, beobachtet. (*A* war der Beobachtungsstation und *C* dem Falle am nächsten.)

Datum	Untersuchte Abteilung des Drahtes	Induzierte Radioaktivität, wenn Sättigungsstrom der Normalsubstanz = 1,0
	A	0,1
12. Sept.	*B*	0.31
	C	keine solche beobachtet
	A	0,16
13. Sept.	*B*	keine beobachtet
	C	nicht exponiert
	A	0,13
16. Sept.	*B*	0,14
	C	0,11
	A	0,15
17. Sept.	*B*	0,12
	C	keine beobachtet

Aus diesen Zahlen kann man ersehen, dass die an den Abteilungen *A* und *B* beobachteten induzierten Radioaktivitäten nur geringe Unter-

schiede aufweisen. Bei der dem Falle am nächsten liegenden Abteilung *C* war jedoch nur bei der einen von den ausgeführten 3 Expositionen eine messbare Radioaktivität zu bemerken.

Gewöhnlich wurde diese Abteilung von Massen herabfallenden Wassers getränkt; ausserdem war sie wie der übrige Teil des Drahtes von feinem Sprühregen umgeben. Am 16. September gingen die Luftströmungen während des Exponierens jedoch derart, dass die Wasserschichten beiseite gedrängt wurden und nur der feine Sprühregen mit der betreffenden Abteilung in Kontakt kommen konnte.

Wie schon erwähnt, war der die Abteilung *B* einhüllende Gischt im Anfang dichter als der *A* berührende; die Verhältnisse waren jedoch nicht permanent, da der Schaum durch Windstösse hin- und hergeblasen wurde, deren Richtung in dem Engthale fortwährend wechselte.

Das Hauptinteresse, das die Resultate bieten, liegt in dem Umstande, dass die induzierte Radioaktivität bedeutend geringer als in Toronto war. Es ist aus den Zahlen zu ersehen, dass die bedeutendste Radioaktivität, die ich am Niagarafalle beobachtete, 0,3 betrug, während die kleinste in Toronto während der Versuchsdauer beobachtete 0,6 war. Die Zahlen zeigen auch, dass im Durchschnitt die in Toronto induzierte Aktivität mindestens sechs- bis siebenmal so gross war wie die am Falle induzierte.

Die Beobachtungen wurden an beiden Stellen nicht zur selben Zeit angestellt, weswegen ein direkter Vergleich unmöglich ist; da aber während der ganzen Dauer der Versuche keinerlei Unterbrechung des zur Zeit herrschenden Wetters stattfand, und da die in Toronto vor der Reise nach Niagara gefundenen Werte fast dieselben waren wie die nach der Rückkehr erhaltenen, so kann man mit Fug und Recht den Schluss ziehen, dass die Luft am Fusse des Falles ein fortdauernd geringeres Vermögen besitzt, Radioaktivität zu induzieren als die Luft an etwas entfernt gelegenen Orten.

Während der Dauer der Versuche wurde der Wasserschaum häufig auf Radioaktivität hin untersucht. Dies wurde derartig gemacht, dass eine gewisse Menge gesammelt und verdampft und dass sie enthaltende Gefäss geprüft wurde. In keinem Falle konnte ich auch nur eine Spur von Radioaktivität beobachten.

Universität Toronto, 30. Okt. 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Zur Kenntnis der Vorgänge in einer Holtzschen Maschine.

Von K. R. Johnson.

Über die Natur und die Entstehungsbedingungen der elektrischen Funken herrschen zwei voneinander weit verschiedene Ansichten. Der einen gemäss sollen die Funken in der Weise entladen werden, dass die Funkenstrecke etwa wie ein metallischer Leiter funktioniert. Der Widerstand der Funkenstrecke soll nach dieser Vorstellung im allgemeinen nur einen Bruchteil eines Ohms betragen, und diese Vorstellung ergiebt sich als ein Rechenresultat der beobachteten Ergebnisse unter der Voraussetzung, dass man nach dem Vorgange von Kirchhoff, Hertz u. a. die Annahme macht, dass ein durch eine Funkenstrecke unterbrochener Leiter als eine geschlossene Strombahn betrachtet werden kann und dass die Stromstärke im metallischen Kreise der Intensität des Funkenstromes gleich sei. Gegen diese Voraussetzungen können berechtigte Einwände erhoben werden. Stehende elektrische Schwingungen zeigen nicht überall im offenen Kreise dieselbe Stromstärke; die Stromintensität ist z. B. an den Enden eines Resonators gleich Null, während sie in der Mitte desselben zwischen einem positiven Maximum und einem negativen Minimum schwankt. Die Stromintensität ist folglich im metallischen Kreise keineswegs konstant, und um so weniger sind wir berechtigt, die Stärke des Funkenstromes, wenn die Enden des Resonators in eine Funkenstrecke zusammengebogen werden, mit der Stromintensität in irgend einem beliebigen Punkte des metallischen Leiters gleich anzunehmen. Die oben erwähnte Berechnungsmethode muss deswegen irre führen, und wir wollen deswegen den durch diese Methode berechneten Widerstand der Funkenstrecke als **den falschen Widerstand** bezeichnen. Wenn z. B. die Funkenstrecke eines übrigens geschlossenen Kreises soweit ausgezogen wird, dass die Entladung vollständig ausbleibt, so kann man ja auch in diesem Falle die Stromintensität messen, und das Messinstrument (z. B. ein Dynamometer) kann sogar eine beträchtlichere Stromstärke als beim Überspringen der Funken angeben, und die oben erwähnte Berechnung muss also einen noch geringeren Ohmschen Widerstand bei der Funkenstrecke ergeben, obwohl wir wissen, dass die Intensität des Funkenstromes gleich Null ist.

Zu der anderen Auffassung der Funkenstrecke kommt man durch eine etwas modifizierte Annahme über die Entladung. Vorausgesetzt dass wir die Funkenstrecke als einen Leiter betrachten können, so müssen wir annehmen, dass die Entladungspotentialdifferenz die auf die Funkenstrecke wirkende elektromotorische Kraft bildet, und weiter, wenn wir auch die bedenk-

liche Annahme beibehalten, nach welcher die Stromstärke an den Enden des metallischen Kreises mit der Intensität des Funkenstromes gleich ist, so muss diese Stromstärke im metallischen Kreise galvanometrisch gemessen werden, weil die dynamometrisch ausgemessene Stromstärke auch die an den Enden reflektierte Bewegung einschliesst, und diese Bewegung die Funkenstrecke nicht durchsetzen kann. Wenn wir aus den obigen Gründen die galvanometrisch bestimmte Stromstärke benutzen, und die dynamometrische verwerfen, so ergiebt sich für den Wert des fraglichen Widerstandes etwa 10 bis 1000 Megohm. Diese Berechnungsweise ist von Herrn Drude verwendet worden, und die Messresultate haben ergeben, dass der Widerstand grosse Variationen zeigt, die eine Leitfähigkeit der Funkenstrecke in der üblichen Meinung ganz ausschliessen. Wir wollen deswegen den von Herrn Drude berechneten Widerstand der Funkenstrecke als **den scheinbaren Widerstand** bezeichnen, und durch diese Benennungen sind auch die beiden Berechnungsmethoden charakterisiert. Nachdem wir diese für die folgenden Betrachtungen nötigen Auseinandersetzungen gegeben haben, wollen wir die folgenden einfachen Versuche kurz besprechen.

I. Erster Versuch.

Die Faradaysche Anschauung über die elektrostatischen Erscheinungen gründet sich auf einen Versuch, den er als einen vorzüglichen Beweis einer „Static Induction in Curved Lines" bezeichnete. Dieser Versuch wurde, wie die Fig. 1a andeutet, ausgeführt. Auf einen geriebenen Schellackcylinder S wurde eine Metallkugel B gelegt, die vom Schellackcylinder eine elektrische Ladung empfing. Oberhalb der Kugel lag eine horizontale Metallscheibe ss' und oberhalb dieser Scheibe wurde eine kleine Metallkugel g isoliert aufgestellt. Es ergab sich dabei stets eine Ladung der Kugel g, trotz des Zwischenschaltens des Schirmes ss', falls nämlich die Kugel g nicht unmittelbar am Schirme lag.[1]) Diese elektrostatische Induktion kann auch auf folgende Weise demonstriert werden. Die geladene Kugel B wird durch den isolierten Konduktor DE (Fig. 1b) einer Holtzschen Maschine ersetzt, deren anderer Konduktor $D'E'$ zur Erde abgeleitet wird. Die Kugelstangen der Konduktoren werden so weit voneinander ausgezogen, dass kein Funke zwischen E und E' überspringt. Statt der kleinen Kugel g habe ich ein Goldblattelektroskop benutzt, dessen Knopf durch g' in Fig. 1b bezeichnet ist. Das Elektroskop giebt durch die Divergenz der Goldblättchen die durch die statische Induktion erzeugte Ladung unmittelbar an, und die Natur der Ladung wird in üblicher Weise durch eine Probescheibe geprüft. Ich stellte das Elektroskop in einer Entfernung von etwa 2 m von der Maschine auf, und konnte beim Umdrehen der Maschine einen Ausschlag von etwa 50^0 bis 60^0 im Elektroskop beobachten. (Selbst in einer Distanz von 5 m gelang das Experiment sehr gut, wenn die Luft trocken war.) Ferner wurde zwischen die Maschine und das Elek-

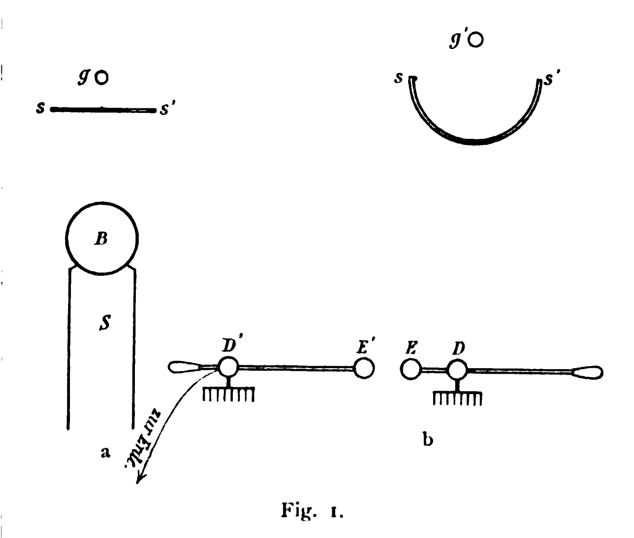


Fig. 1.

troskop ein Schirm gestellt; dieser Schirm war aus einem mit Stanniol beklebten, rechteckigen Stück Pappe angefertigt; die Oberfläche des Schirmes betrug etwa 70×70 cm^2 und er wurde zu einem Halbcylinder gebogen, wie ss' in Fig. 1b andeutet. Das Elektroskop liess ich immer denselben Platz einnehmen und der Schirm wurde längs der Verbindungslinie des isolierten Konduktors verschoben. Das Verfahren bestand einfach darin, dass nach der Entladung des Elektroskops durch Berühren mit dem Finger die bewegliche Glasscheibe der Maschine mit der Kurbel gedreht und der isolierte Konduktor in üblicher Weise geladen wurde. Dabei ergab sich eine Divergenz der Goldblättchen im Elektroskop, und diese Divergenz ist ein Mass der statischen Induktion. Im allgemeinen konnte ich keine merkliche Abweichung von der oben besprochenen Divergenz von 50^0 bis 60^0 beobachten, wenn der Schirm ziemlich entfernt vom Elektroskop aufgestellt wurde; erst wenn der Schirm nahe an das Elektroskop heranrückte, zeigte sich eine erheblich schwächere Divergenz, und wenn der Schirm so nahe kam, dass der Knopf g etwa mit der Achse des Halbcylinders zusammenfiel, blieb die Divergenz ganz aus. Innerhalb des cylindrischen Hohlraumes versagte die Divergenz vollständig. Ich bemerkte indessen, dass, wenn das Elektroskop zuerst innerhalb des Halbcylinders gestellt wurde

[1]) M. Faraday, Exp. Res. 1, S. 380—388, 1849.

und folglich keine Divergenz zeigte, und dann von seiner anfänglichen Lage ausserhalb des Cylinders geführt wurde, eine Divergenz sich ergab, die jedoch nicht besonders kräftig erschien. Weil der Konduktor dabei nicht entladen wurde und demzufolge noch eine Ladung trug, so konnte diese Divergenz möglicherweise von der rückständigen Ladung des Konduktors herrühren, was um so wahrscheinlicher erschien, weil die Divergenz besonders schwach war. Das Potential des Konduktors während des Ganges der Maschine muss nämlich im Vergleich zu dem rückständigen Potentiale, das er nach einiger Ruhe der Maschine besitzt, sehr gross sein, da die Elektrizität zum grössten Teil von den Spitzen des Saugkammes ausgeströmt ist. Weil jedoch die Möglichkeit nicht ausgeschlossen erschien, dass die Erscheinung von der Nachwirkung der Funkenstrecke herrühren könnte, so nahm ich den Schirm weg, lud den Konduktor durch Umdrehen der Kurbel und erzeugte dadurch die bereits erwähnte Divergenz im Elektroskop. Darauf wurde auch der isolierte Konduktor dadurch zur Erde abgeleitet, dass ein Metallstab über die beiden Konduktoren gelegt und in dieser Lage gelassen wurde. Nachdem auf diese Weise eine rückständige Ladung unmöglich gemacht worden war, wurde das Elektroskop durch Berühren des Knopfes mit dem Finger entladen und zuletzt von seiner Lage g nach dem Konduktor zu geführt. Dabei fingen die Goldblätter zu divergieren an, und die Divergenz nahm um so mehr zu, je näher das Elektroskop an die Maschine kam, um zuletzt an dem Konduktor ein Maximum zu erreichen. Bei diesem Versuche konnte der Konduktor keine zurückbleibende Ladung behalten, weil er ja immer mit der Erde verbunden blieb und die Divergenz, die beim Annähern des Elektroskops an die Maschine entsteht, kann nicht in anderer Weise als durch die Nachwirkung des elektrischen Feldes erklärt werden.

Es mag indessen erwähnt werden, dass die Ausführung dieses Versuches durch die atmosphärische Feuchtigkeit sehr empfindlich beeinflusst wird. Bei gutem, trockenem Wetter konnte ich das Elektroskop in einer Entfernung von 5 m von der Maschine aufstellen und die oben beschriebenen Vorgänge in dieser Entfernung wiederholen. Bei sehr feuchtem Wetter war dagegen das Goldblattelektroskop nicht empfindlich genug, um eine noch so kleine Divergenz anzuzeigen. Die Divergenz, welche die Goldblättchen durch die Nachwirkung des Feldes erfuhren, war stets erheblich kleiner, als die durch die unmittelbare Wirkung des geladenen Konduktors bewirkte Divergenz. Eigentlich bedeutet ja dies nichts anderes, als dass die Ladung des Konduktors ein elektrisches Feld erzeugt, das bei der plötzlichen Entladung dieses Konduktors noch weiter fortbesteht und nur allmählich bis zum Verschwinden abgeschwächt wird.

Endlich wurden die Kugelstangen DE und $D'E'$ so weit gegeneinander verschoben, dass die Funken zwischen E und E' schlugen. Beim Umdrehen des Kurbels zeigte sich keine Divergenz im Elektroskope, wenn dasselbe in der oben angegebenen Lage 2 m von der Maschine stand. Erst in einem kleineren Abstande von 60—70 cm wurde den Goldblättchen eine Bewegung erteilt, die jedoch bei geringer Funkenlänge unbedeutend war. Es ergab sich dabei keine andauernde Divergenz, sondern die Goldblätter fielen immer schlaff herab, sobald die Maschine angehalten wurde. Bei grösserer Funkenlänge wurde die Bewegung weit kräftiger und man konnte bei sehr grossen Funkenintervallen deutlich wahrnehmen, wie jeder einzelne Funke eine rasch verschwindende Divergenz hervorbrachte und die Blätter sogleich wieder herabfielen. Die Bewegung ist eine pendelförmige, indem jedes Blatt bei jedem Funken eine halbe Pendelschwingung vollführt.

Aus dem oben Gesagten geht hervor, dass die Wirkungen der Maschine ganz verschiedenartig sind, je nachdem die Funkenstrecke der Maschine ausgeschaltet oder in Thätigkeit versetzt wird. Damit steht ja die bekannte Thatsache gut im Einklang, dass der erste Entladungsfunke immer bei einem höheren Potentiale überspringt als die folgenden, denn der erste Funke rührt von einer statischen Potentialdifferenz, die folgenden von einer elektrodynamischen her.

II. Zweiter Versuch.

Die oben erwähnte pendelartige Bewegung im Elektroskope weist offenbar dahin, dass wir es mit einer elektrodynamischen Erscheinung zu thun haben, wenn die Funkenstrecke in Thätigkeit versetzt wird. Betrachten wir die Anordnung der Konduktoren, wie sie in Fig. 2

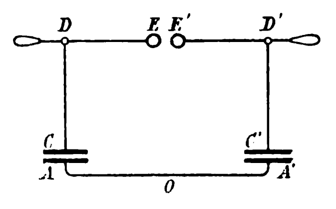


Fig. 2.

schematisch dargestellt worden ist, so zeigt diese Anordnung eine auffallende Ähnlichkeit mit einem Hertzschen Erreger, der mit der Lecherschen Drahtbrücke verbunden ist. Wenn die Stangenlängen DE und $D'E'$ einander gleich gemacht werden und die Funkenstrecke also eine symmetrische Lage einnimmt, so entspricht

offenbar der durch die Funkenstrecke abgebrochene Leiter $CDEE'D'C'$ dem Erreger; die an den Enden eines üblichen Erregers angebrachten Platten oder Kugeln werden ja durch die inneren Belegungen der Leydener Flaschen C und C' vertreten. Die äusseren Belegungen A und A' samt dem Verbindungsdrahte entsprechen dem Sekundärleiter in der kurzgeschlossenen Lecherschen Brückenanordnung. Endlich leisten die Saugkämme der Maschine, die in D und D' befestigt sind, dieselben Dienste, wie die Zuleitungsdrähte, die vom Induktorium zum Erreger führen. Der Verbindungsdraht AOA', der unter das Fussbrett der Maschine befestigt war, wurde entfernt und durch ein Paar 0,75 mm dicker Kupferdrähte ersetzt, die einander parallel gespannt mit den Metallplatten eines Endkondensators verbunden wurden. Beim Umdrehen der Maschine konnte ich die wohl bekannte Einteilung der Sekundärdrähte in Knoten und Bäuchen beobachten. Für die Bestimmung der Lage der Indifferenzpunkte war es nicht einmal nötig, die üblichen Indikatoren, Vakuumröhren und Hitzdrahtinstrumente, zu verwenden, sondern die Indifferenzpunkte liessen sich ganz gut beobachten, wenn man nur Goldblättchen paarweise an den beweglichen Querbrücken befestigte und die Punkte aufsuchte, wo die Blätter schlaff herabhängen blieben. Selbstverständlich kann man jedoch mit Goldblättchen die Lage der Indifferenzpunkte nicht so scharf wie mit anderen Indikatoren bestimmen. Diese Erscheinungen sind durch die Arbeiten der Herren Cohn und Heerwagen[1]), Ebert und Wiedemann[2]) u. a. wohl bekannt und ich erwähne deswegen nur, dass die Wellenlängen denselben, nichtharmonischen Charakter zeigten, wie die von den oben citierten Beobachtern bei etwas verschiedener Anordnung gefundenen. Durch diese Versuche ist also nicht nur konstatiert, dass bei den sogenannten elektrostatischen Entladungen Schwingungen wirklich vorhanden sind, sondern auch, dass sie einen vorwiegenden Anteil an den Entladungsvorgängen nehmen, wie es die von Herrn Jaumann ausgesprochene Anschauung verlangt. Was wiederum die bei den zahlreichen Beobachtungen über die Entladungsvorgänge gemessenen Funkenpotentiale betrifft, so sind sie nur effektive Potentialwerte, und weil es sich dabei nicht entscheiden lässt, ob und wieviel ein elektrostatisches Potential dabei mitwirkt, so haben die gemessenen Entladungspotentiale nur eine gewisse praktische Bedeutung.

III. Dritter Versuch.

Als einen Beweis für das Vorhandensein von Schwingungen bei der Holtzschen Maschine habe ich früher in den Annalen der Physik (**3**, 461 und **5**, 121) über eine Erweiterung der von Wollaston, Faraday und Buff angestellten Versuche berichtet. Nach Buff ist die Zerlegung des Wassers bei Anwendung einer statischen Maschine ohne eingeschaltete Funkenstrecke ganz normal, indem an der Anode nur Sauerstoff und an der Kathode nur Wasserstoff auftritt. Beim Einschalten einer Funkenstrecke tritt ausserdem Knallgas an jeder Elektrode auf, und die entwickelte Knallgasmenge nimmt mit wachsender Funkenlänge zu.[1]) · „Wenn man nicht in der Leitung hin- und hergehende Ströme annehmen will, kann die Zersetzung keine elektrische sein" und Riess vermutete daher, dass sie durch die Hitze der Spitzen erfolgt sei. Eine einfache Überlegung zeigt indessen, dass diese Vermutung durch die Buffschen Versuche widerlegt wird. Das Einschalten der Funkenstrecke in die Leitung kann nur zu dem Widerstande des metallischen Kreises den Widerstand der Funkenstrecke addieren und mithin den Gesamtwiderstand vergrössern. Wenn wir von den obigen Versuchsresultaten absehen und die Annahme hin- und hergehender Ströme verwerfen, so müssen wir jedoch die elektromotorische Kraft der Maschine als unverändert betrachten, d. h. WJ ist eine Konstante, und WJ^2 muss folglich mit wachsendem Widerstand W abnehmen. Die beträchtlichere Entwickelung von Knallgas findet also bei einer schwächeren Gesamtentwickelung von Wärme statt, und dies steht mit der Riessschen Erklärung in Widerspruch.

Statt wie früher die Wollastonelektroden mit den Konduktoren zu verbinden, wurde der Versuch in der Weise wiederholt, dass die Wollastonelektroden an den Enden der von den äusseren Belegungen der Leydener Flaschen gezogenen Paralleldrähte befestigt und in fast reines und nur schwach angesäuertes Wasser eingetaucht wurden. Dabei ergab sich eine Entwickelung von Knallgas an jeder Elektrode, und wenn die eine Elektrode aus der Flüssigkeit heraufgehoben wurde, so wurde die Gasentwickelung an der zurückgebliebenen Elektrode dadurch nicht geändert, sondern die Zersetzung ging in ähnlicher Weise von statten, wie wenn die andere Elektrode auch in den Elektrolyt eintauchte. Beim Heraufheben der einen Spitzelektrode bemerkte ich — wenn nämlich die Funkenlänge so bedeutend war, dass die Funken eine geraume Zeit hindurch voneinander getrennt waren — wie der an der heraufgehobenen Elektrode haftende Tropfen plötzlich gegen die eingetauchte Elektrode angezogen wurde und sich zu einer Spitze verlängerte, um sich sogleich wieder an

1) E. Cohn und F. Heerwagen, Wied. Ann. **43**, 343, 1891.

2) H. Ebert und E. Wiedemann, Wied. Ann. **48**, 549, 1893.

1) Siehe A. Wüllner, Experimentalphysik **4**, 622 und folg. 1875.

die Elektrode zurückzuziehen, wobei das Funkenspiel also von lebhaften Zuckungen im Tropfen begleitet wurde. Offenbar geben diese Zuckungen die Potentialschwankungen im Felde an. Zuletzt benutzte ich als Elektrolyte eine Lösung aus Jodkaliumstärke. Dabei ergab sich jedoch, trotz der Empfindlichkeit der Jodreaktion, entweder gar keine oder höchstens nur eine schwache Spur von Jod, indem die Lösung oberhalb der Elektrode zuweilen fast unmerklich gebläut wurde, während sich gleichzeitig Knallgasblasen wie in den obigen Versuchen entwickelten. Bekanntlich wird die von freiem Jod blau gefärbte Stärkelösung durch Erwärmung entfärbt und man konnte deswegen vermuten, dass die Färbung wegen der Erwärmung ausblieb, eine Annahme, die sich jedoch nicht bestätigte, denn die Farbe blieb immer aus, wie lange auch die Lösung sich abkühlte. Diese Erscheinung ist also weder eine reguläre elektrolytische Zersetzung, noch eine Zerteilung zufolge der Erhitzung der Elektroden. In der That verhält sich nämlich ein Elektrolyt gegen sehr schnelle Schwingungen wie ein Nichtleiter, d. h. er zeigt gar keine elektrolytische Leitfähigkeit, und daraus folgt, dass die Elektrolyte keine Ausnahme von der Regel bilden, dass die Nichtleiter das Licht durchlassen, während die Leiter undurchsichtig sind.[1]) Von der beobachteten Knallgasentwickelung an den Spitzelektroden lassen sich, ausser dem von Buff aufgestellten Gesetze,

1. nach welchem die entwickelte Knallgasmenge mit der Funkenlänge wächst, auch die folgenden Einflüsse erkennen, nämlich

2. dass die Knallgasmenge mit wachsender Leitfähigkeit des Elektrolytes abnimmt und

3. ebenso dass sie mit wachsender Oberfläche der Elektrodenspitze vermindert wird.

1) A. Broca und E. Turchini, Compt. rend. **132**, 215, 1901.

Dies gilt jedoch nur innerhalb gewisser Grenzen, und besonders bilden die Fälle Ausnahmen, wo Funken von den Elektrodenspitzen durch die Gashülle brechen, was bei äusserster Verdünnung des Elektrolytes und bei sehr feinen Elektrodenspitzen zutrifft.

Übrigens stehen die besprochenen Thatsachen mit der von Herrn Malagoli aufgestellten und von Herrn Oliveci bestätigten Zersetzungsbedingung

$$\frac{J_0 T}{2\pi} > Q_0$$

gut im Einklang. Diese Bedingung bezieht sich auf einen Wechselstrom $J = J_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}$ und bedeutet also, dass jede Schwingungsperiode eine Elektrizitätsmenge führen muss, die den Wert Q übersteigt; damit eine Zersetzung zu stande kommen wird. Diese Zersetzungsbedingung lässt sich mithin folgenderweise schreiben:

für Maschinenströme von der Periode $T = 10^{-2}$: $\frac{J_0 10^{-2}}{2\pi} > Q_0$

„ Induktionsströme „ „ „ $T = 10^{-3}$: $\frac{J_0 10^{-3}}{2\pi} > Q_0$

„ Teslaströme „ „ „ $T = 10^{-6}$: $\frac{J_0 10^{-6}}{2\pi} > Q_0$

„ Hertzsche Schwing. „ „ $T = 10^{-8}$: $\frac{J_0 10^{-8}}{2\pi} > Q_0$

Es ist also unmittelbar ersichtlich, dass bei immer ansteigender Frequenz man zuletzt zu einem Punkte kommen muss, wo das Erfüllen dieser Zersetzungsbedingung eine Amplitudengrösse J_0 verlangt, die mit unseren Hilfsmitteln nicht erreicht werden kann, d. h. bei sehr hoher Frequenz muss die Zersetzung ausbleiben.

Aus dem Obigen mögen wir schliessen, dass bei Hochfrequenzschwingungen eine Leitfähigkeit bei den Elektrolyten kaum noch in Frage gestellt werden kann, und was die Gase betrifft, so können wir ihnen einen wahren Ohmschen Widerstand nicht zuschreiben.

(Eingegangen 23. Dezember 1902.)

BESPRECHUNGEN.

E. Wiedemann, Über Lumineszenz. (Sonderabdruck aus der Festschrift der Universität Erlangen zur Feier des 80ten Geburtstages des Prinzregenten Luitpold von Bayern.) 28 S. Leipzig, A. Deichert Nachf. 1901. M. 1,—

Der Ausdruck Lumineszenz, der sich jetzt allgemein als sehr zweckmässig eingebürgert hat, ist der Physik von E. Wiedemann zugleich mit vielen experimentellen Beiträgen zu dem Gebiete geschenkt worden. Er umfasst alle die Leuchtvorgänge, bei denen ein Körper, im Gegensatz zur reinen Temperaturstrahlung, mehr Lichtstrahlen (im physikalischen Sinne) ausstrahlt, als seiner durch das Thermometer gemessenen Temperatur entspricht.

Während die Gesetze der Temperaturstrahlung durch die Physik der letzten Jahrzehnte in einfacher und bis zu einem gewissen Grade abgeschlossenen Weise formuliert werden konnten, ist das bei den Lumineszenzerscheinungen noch entfernt nicht gelungen. Indessen lassen sich die zahlreichen Thatsachen unter umfassenden Ge-

sichtspunkten ordnen, wie sie, gestützt auf die kinetische Gastheorie, vom Verfasser in seiner Mechanik des Leuchtens dargelegt sind. Somit enthält die Schrift übersichtlich und auf Grund der genannten Vorstellungen gruppiert eine wertvolle Übersicht über ein stattliches Thatsachenmaterial, zum allergrössten Teile durch die erfolgreiche Arbeit des Verfassers und seiner Schüler im Erlanger Institute zu Tage gefördert: Eine stolze und sicher nicht die geringste der Festgaben, die dem greisen Bayernfürsten dargebracht worden sind.

Die Kapitel sind, nach der die Strahlung allgemein und die Temperatur- und Lumineszenzstrahlung insbesondere definierenden Einleitung: Über die die Lumineszenz bedingenden Vorgänge, Arten der Lumineszenz, Einfluss der Art der Erregung auf die Lumineszenz, Einfluss der Temperatur auf die Lumineszenz, polarisierte Fluoreszenz, Abhängigkeit der Lumineszenz vom Aggregatzustand, Abhängigkeit von der chemischen Konstitution, Lumineszenz von Gemischen, Nutzeffekt, theoretische Betrachtungen.

Es muss dem besonderen Anlass der Festschrift zu gute gehalten werden, welcher naturgemäss die Förderung des Gebietes im Erlanger Institute zur Anschauung bringen wollte und sollte, dass die Bearbeitung auf die moderne Elektrooptik, namentlich das Zeemanphänomen so gut wie garnicht eingeht, aus der sich doch seitdem in vieler Hinsicht eine vertieftere und festere Definition unserer theoretischen Anschauungen über die Leuchtprozesse ergeben hat.

Aber auch wer an dem theoretischen Gerüste der Schrift keinen Gefallen findet, wird sonst Belehrung und Anregung in reichem Masse finden. Schade, dass die Litteraturnachweise weggelassen worden sind. H. Th. Simon.

(Eingegangen 23. August 1902.)

J. Bosscha, Leerboek der Naturkunde. (Lehrbuch der Naturkunde.) 4. Band. Licht, Erste Abteilung, besorgt von R. Sissingh. 6. Auflage. XV u. 722 S. Leiden, A. W. Sijthoff. 1902.

Von den ausführlichen Lehrbüchern der Physik sind in Deutschland wohl die bekanntesten die von Müller-Pouillet und Wüllner, wozu in neuester Zeit das ausgezeichnete Lehrbuch von Chwolson getreten ist. Während Müller-Pouillet mathematische Entwickelungen ganz in den Hintergrund drängt und durch schöne Abbildungen Versuche und Apparate zu erläutern und beschreiben sucht, benutzt Wüllner die Anfangsgründe der Infinitesimalrechnung in ausgedehntem Masse.

Das vorliegende holländische Lehrbuch steht zwischen Müller-Pouillet und Wüllner; hierdurch dürfte der Charakter des Buches hinreichend gekennzeichnet sein. Der Inhalt ist folgender: Fortpflanzung des Lichtes, Anfangsgründe der Photometrie, Reflexion, Brechung, Dispersion, Begrenzung des Strahlenbündels, Wahrnehmung des Lichtes, optische Instrumente, Spektralanalyse, Fluorescenz, Phosphorescenz, anomale Dispersion, Brechungsvermögen, Photometrie, Geschwindigkeit des Lichtes.

Der Verfasser, welcher überall die neuesten Errungenschaften berücksichtigt, entfernt sich vielfach in der Darstellung und Anordnung, wie schon aus dem Inhaltsverzeichnisse hervorgeht, vom Althergebrachten. Die Darstellung wird hierdurch frisch und wirken selbst bekannte Dinge neu. Auf Einzelheiten einzugehen, ist beim grossen Umfang und reichen Inhalt kaum möglich. So sei hier nur die eine Bemerkung gemacht, dass Kalium und Natrium beim Durchschneiden nur leuchten, weil sie sich oxydieren (S. 591) und dass daher diese Leuchterscheinung von anderer Natur ist als die beim Brechen der Urannitratkrystalle auftretende. G. C. Schmidt.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

C. Musmacher, Kurze Biographien berühmter Physiker. 280 Seiten. Freiburg, Herdersche Verlagshandlung. 1902. 1,80 M., geb. 2,40 M.

Der Verfasser wünscht durch das vorliegende Werk eine Beschäftigung der Schüler höherer Lehranstalten, mit der historischen Entwicklung der Physik den Unterricht zu beleben und zu vertiefen. Von Aristoteles bis Heinrich Hertz sucht er die Geschichte der Physik in lauter Einzelbiographien vorzuführen. Durch seine frische und doch sorgfältige Darstellung wird das Buch sicherlich Interesse erwecken und Anregung gewähren und die Abstraktion des physikalischen Stoffes durch den intimen Reiz des Persönlichen mildern.

Andrerseits muss bei dieser Art der Darstellung, bei der äusserlichen Anordnung, einfach nach den Geburtsjahren, eine gewisse Diskontinuität herbeigeführt werden. Es werden Persönlichkeiten wie Watt und Franklin nebeneinander gerückt, die nichts miteinander zu thun haben, während die wichtigsten Perioden gemeinsamen geistigen Schaffens und Aufbauens vollkommen zerrissen werden. So treten Bunsen und Kirchhoff, Gauss und Weber, Young und Fresnel z. B., die durch ihre Arbeiten auf das engste verbunden sind, in dem Rahmen der biographischen Behandlung weit auseinander.

Auch hätte der Verfasser vielleicht in seiner Auswahl noch etwas sorgfältiger verfahren können, so fehlt z. B. ein Segner gänzlich, so wird dem Juristen Kleist eine längere Biographie gewidmet wie Fraunhofer. Auffallend ist ferner

ein häufiges Verwechseln der Begriffe des „Entdeckens" und des „Erfindens" (so z. B. bei Oerstedt S. 163). — Immerhin aber kann das Buch Schülern zur Lektüre warm empfohlen werden. O. Behrendsen.

(Eingegangen 3. August 1902.)

F. W. Küster, Logarithmische Rechentafeln für Chemiker. Dritte, neu berechnete und erweiterte Auflage. 95 S. Leipzig, Veit & Comp. 1902. M. 2.—.

Die Küsterschen Rechentafeln sind weiten Kreisen von Chemikern ein fast unentbehrliches Rechenhilfsmittel geworden, das nicht nur im Unterrichtslaboratorium, sondern auch in der Praxis eine äusserst sachgemässe Vereinfachung der oft zeitraubenden und zu Ungenauigkeiten Anlass gebenden Rechenarbeit ermöglicht. Das Büchlein bemüht sich namentlich in der vorliegenden dritten Auflage, nicht nur den rechnerischen Anforderungen des reinen Chemikers, sondern auch denen des Physikochemikers und Physikers in elektrochemischen Dingen gerecht zu werden. Zu Grunde gelegt sind den Tafeln die von der Atomgewichtskommission der Deutschen Chemischen Gesellschaft Ende Dezember 1901 veröffentlichten Atomgewichtszahlen, die bekanntlich auf die Grundlage $O = 16{,}000$ bezogen sind.

Dem Werkchen selbst eingehendere Ausführungen zu widmen, erscheint bei der grossen Beliebtheit, welcher dasselbe sich schon früher erfreute, überflüssig, doch möge dem Referenten an dieser Stelle gestattet sein, darauf hinzuweisen, dass in den Kreisen der reinen Chemiker sich noch immer die Grundlage $H = 1$ für die Atomgewichte einer grossen Beliebtheit erfreut. Es wäre im Interesse der notwendigen Einheitlichkeit überaus zu bedauern, wenn es hier zu einer teilweisen Rückkehr zur Wasserstoffeinheit kommen sollte, denn es bedarf an dieser Stelle natürlich nur eines kurzen Hinweises auf die zahlreichen Gründe, welche für $O = 16$ als Grundlage sprechen (vergl. Zeitschrift für Elektrochemie **7**, S. 211 und 493), um für den Physiker, Physikochemiker und Elektrochemiker eine Rückkehr zur Grundlage $H = 1$ völlig unmöglich erscheinen zu lassen. Emil Bose.

(Eingegangen 27. September 1902.)

L. Mathet, Traite de Chimie Photographique. (Lehrbuch der photographischen Chemie.) II. Edit. Tome I. gr. 8. VI und 306 Seiten. Paris, Charles Mendel. Fr. 8,—.

Der Verfasser giebt zunächst eine allgemeine Einführung in die Chemie und einen kurzen Abriss der qualitativen sowie der quantitativen Analyse; sodann folgt eine ausführliche Besprechung der mannigfaltigen photographischen Prozesse. Das Buch soll jeden nicht chemisch vorgebildeten Photographen in stand setzen, sämtliche in der Photographie erforderlichen Präparations- und Untersuchungsmethoden auszuführen; allenthalben ist auf elementare Darstellung geachtet. Einen Versuch, die Grundlagen der modernen allgemeinen Chemie zur Erläuterung der photographischen Prozesse heranzuziehen — was in neuerer Zeit auch in populär gehaltenen Büchern mit gutem Erfolg unternommen worden ist —, hat der Verfasser nicht angestellt. K. Schaum.

(Eingegangen 27. November 1902.)

E. Vogel, Taschenbuch der praktischen Photographie. 10. Aufl. Bearbeitet von P. Hanneke. Mit 74 Abbild. u. 9 Tafeln. kl. 8. VII u. 321 S. Berlin, Gustav Schmidt. 1902. Geb. M. 2,50.

Die Beliebtheit des Vogelschen Taschenbuchs zeigt sich durch die Thatsache, dass wenige Monate nach dem Erscheinen der 8. und 9. Auflage eine 10. Auflage notwendig geworden ist. Was bei früherer Gelegenheit[1]) über das Buch gesagt wurde, gilt auch für die neue Ausgabe. K. Schaum.

1) Diese Zeitschrift, **3**, 352, 1902.

(Eingegangen 27. November 1902.)

Tagesereignisse.

Eine goldene Medaille im Werte von 1000 Kronen hat der Schwedenkönig gestiftet, die jedes fünfte Jahr einem hervorragenden Mathematiker, ohne Rücksicht auf die Staatsangehörigkeit, verliehen werden soll.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden: der a. o. Professor der Pharmakologie Dr. Jaquet-Basel zum Ordinarius, der Dozent für medizinische Physik Dr. O. Frank-München zum a. o. Professor, der Direktor der Wiener graphischen Lehr- und Versuchsanstalt, Hofrat Dr. Josef Maria Eder, zum o. Professor an der technischen Hochschule in Wien, der Oberingenieur A. Walzel zum o. Professor des Brückenbaues an der deutschen technischen Hochschule in Brünn, der a. o. Professor Dr. L. Natanson zum o. Professor der mathematischen Physik an der Universität Krakau.

Dr. Szarvasy, Privatdozent für Elektrochemie am Polytechnikum in Budapest, erhielt den Charakter als a. o. Professor.

In Strassburg habilitierte sich Oberlehrer Dr. Epstein für Mathematik, in Wien Dr. Haschek für Experimentalphysik, in Greifswald Dr. O. Berg für Physik, in Berlin Dr. Schur für Mathematik.

Der Privatdozent der Chemie Dr. R. Löwenherz-Königsberg i/Pr. siedelt nach Berlin über.

In Kerzal bei Manchester starb am 13. Januar der Chemiker Edward Schunck, 83 Jahre alt, in San Remo der frühere Professor der Physik an der Universität Turin Senator Dr. Felice Garelli, 73 Jahre alt, in St. Petersburg der Professor der Physik Dr. Latschinow, Sir W. Stokes ist am 2. Februar in London gestorben.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 11. | 1. März 1903. Redaktionsschluss für No. 12 am 4. März 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Beitrag zum Strahlungsgesetz.

Von P. Gruner.

In seiner im Jahre 1899 beendigten Experimentaluntersuchung über innere und äussere Wärmeleitung [1]), in welcher nach gründlicher Diskussion der Versuchsbedingungen alle von früheren Beobachtern begangenen Fehler zu vermeiden gesucht wurden, giebt Herr Rudolf Wagner auch eine Versuchsreihe, welche er beiläufig zur Prüfung des Strahlungsgesetzes verwendete.

Ein auf ca. 100° C. erwärmter Kupfercylinder (es wurden deren zwei benützt; ein Vollcylinder von 599,03 gr Gewicht und ein Hohlcylinder von 103,85 gr) wurde an zwei Seidenfäden in einen parallelepipedischen Kasten von Kupferblech, der selber in einen grösseren mit Eis angefüllten Kasten versenkt wurde, aufgehängt, und nun vermittelst eines Thermoelementes die zeitliche Temperaturveränderung, also die Abkühlungsgeschwindigkeit $\frac{dt}{dz}$, bestimmt. Die Abkühlung dW findet durch Ausstrahlung daS und durch Konvektion dC statt (der verschwindend kleine Wärmeverlust durch Leitung wurde vernachlässigt).

Indem Herr Wagner seinem Cylinder verschiedene Oberflächen giebt (erst blank, dann berusst, dann gefirnist) und aus je zwei Beobachtungsreihen die Abkühlungsgeschwindigkeiten $\frac{dt}{dz}$ für verschiedene Oberflächenbeschaffenheit kombiniert, fällt der Einfluss der Konvektion fort, und so ergiebt sich ein Mittel, die Grösse der Gesamtstrahlung des Cylinders gegen den umgebenden Blechkasten (von 0° C.) in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur zu bestimmen, also das hier gültige Strahlungsgesetz zu prüfen.

Ist $\left(\frac{dt}{dz}\right)_1$ die Abkühlungsgeschwindigkeit bei einer bestimmten Temperatur t^0 (abs. T^0) für die eine Oberflächenbeschaffenheit des Cylinders, deren Strahlungskonstante C_1 ist, sind $\left(\frac{dt}{dz}\right)_2$ und C_2 dieselben Grössen für die zweite Oberflächenbeschaffenheit bei derselben Temperatur t, ist F die Oberfläche, c die spezifische Wärme, M die Masse des Cylinders, so wird

$$C_1 - C_2 = \frac{\left(\frac{dt}{dz}\right) - \left(\frac{dt}{dz}\right)_2}{\frac{F}{Mc}\left(F_{(T)} - F_{(T_0)}\right)},$$

wo $F(T)$ das Strahlungsgesetz angiebt und $T_0 = 273^0$ die konstante Temperatur der Blechhülle ist.

Der Wert von $C_1 - C_2$ muss konstant sein, sobald man das richtige Strahlungsgesetz kennt und einsetzt. — Herr Wagner nimmt hierfür das Webersche Strahlungsgesetz $e^{aT}T - e^{aT_0}T_0$ an und findet dasselbe gut bestätigt. Er sagt darüber (S. 245): „Aus Tabelle XIX sehen wir zunächst, dass die Strahlungskonstante C innerhalb weiter Grenzen wirklich konstant ist. Der Wert der Konstantendifferenz $C_2 - C_1$ springt nur etwas auf und ab infolge der Beobachtungs- und Zeichnungsfehler bei Bestimmung der $\frac{dt}{dz}$. Nur ganz im Anfang für die hohen Temperaturen wächst sie etwas an. Es darf daher für den

1) Rudolf Wagner, Experimentelle Untersuchungen auf dem Gebiete der inneren und äusseren Wärmeleitung. Inauguraldissertation Zürich.

Bereich der Versuche ausgesprochen werden: Das von Herrn Professor H. F. Weber aufgestellte Gesetz über die Wärmestrahlung gilt auch im Gebiete der dunklen Strahlung innerhalb relativ niedriger Temperaturen und kann für den Strahlungsanteil eines sich abkühlenden Körpers mit grosser Genauigkeit benutzt werden."

Überblickt man aber die Zahlen Wagners, welche er selber gruppenweise zu Mittelwerten vereinigt hat, so lässt sich doch eine deutliche Abnahme der Werte von $C_1 - C_2$ mit sinkender Temperatur des strahlenden Körpers nicht verkennen.

Diese Werte der vier Beobachtungsreihen, nach sinkenden Temperaturen geordnet, sind folgende:

	$6000,10^{-7}$	$3394,10^{-7}$	$3570,10^{-7}$	$4220,10^{-7}$
	5432	3088	3116	3528
	5318	2960	2958	3208
	5152	2858	2970	3100
	5160	2898	2718	2744
Mittel	$5370,10^{-7}$	$3000,10^{-7}$	$3040,10^{-7}$	$3330,10^{-7}$

Diese Zahlen weisen eine regelmässige Abnahme auf, sogar dann, wenn man die extremen obersten und untersten Werte aus irgend einem Grunde weglassen dürfte. — In Anbetracht der Sorgfalt, mit welcher die ganze Arbeit ausgeführt ist, kann die Ursache der Abweichung nicht lediglich in einem systematischen Beobachtungsfehler liegen, sie muss gewiss auch auf Rechnung der Unzulänglichkeit des verwendeten Strahlungsgesetzes gesetzt werden.

Ich habe deshalb die Wagnerschen Zahlen einer Umrechnung unterworfen und die Grössen $C_1 - C_2$ unter Zugrundelegung des Stefanschen Strahlungsgesetzes noch einmal berechnet, also nach der Formel

$$C_1{}^1 - C_2{}^1 = \frac{\left(\frac{dt}{dz}\right)_1 - \left(\frac{dt}{dz}\right)_2}{T^4 - T_0{}^4}$$

Der konstante Faktor $\frac{F}{Mc}$ wurde weggelassen, da es sich ja bei dieser Vergleichung nicht um die absoluten Werte handelt.

Es ergeben sich folgende Werte:

	$8309,10^{-14}$	$4681,10^{-14}$	$2228,10^{-14}$	$2632,10^{-14}$
	7945	4515	2040	2323
	8010	4535	2019	2192
	8055	4465	2036	2175
	8093	4536	1882	1947
Mittel	$8082,10^{-14}$	$4550,10^{-14}$	$2053,10^{-14}$	$2254,10^{-14}$

Auch hier sind die Werte bei hohen Temperaturen entschieden zu gross, und ebenso die Werte bei niederen Temperaturen etwas zu klein. Doch ist der Unterschied bedeutend geringer und die drei Mittelwerte jeder Beobachtungsreihe können wirklich als konstant angesehen werden.

Wie sich die äussersten Werte genähert haben, zeigen folgende Vergleichungen. Die extremen Zahlen sind:

Bei Wagner	6000—5152 : 14 Proz.,	bei mir 8309—7945 : 4,5 Proz.
	3394—2858 : 16 „	4681—4465 : 5 „
	3570—2718 : 24 „	2228—1882 : 15 „
	4220—2744 : 35 „	2632—1947 : 26 „

Es darf also wohl behauptet werden, dass das Stefansche Strahlungsgesetz die Wagnerschen Beobachtungen bedeutend besser wiedergiebt, und dass seine Versuche ein Beweis dafür sind, dass das Stefansche Strahlungsgesetz auch für nicht schwarze Oberflächen (blankes Kupfer, Russ, Firnis) im Temperaturintervall von 0°—90° C. sehr wohl brauchbar ist.

Bern, 24. Januar 1903.

(Eingegangen 27. Januar 1903.)

Über das Leuchten des Urannitrates.

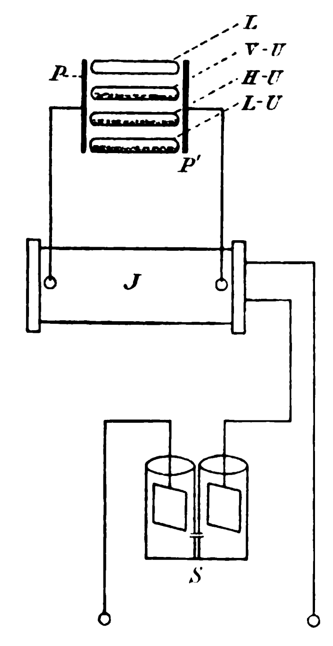
Von John Härdén.

Wie bekannt, senden verschiedene Krystalle, wie z. B. Zucker und andere, einen Lichtschimmer aus, wenn die einzelnen Krystalle gegeneinander gestossen oder gerieben werden. Diese Erscheinung tritt besonders deutlich bei Urannitrat hervor; schüttelt man ein das Salz enthaltendes Glasgefäss, so kann man im Dunkelzimmer ein deutliches Aufflackern derjenigen Stellen der Glaswand, wo die Krystalle aufschlagen, beobachten. Das Licht hat ein gelbgrünes schimmerndes Aussehen, welches stark an das Fluoreszieren des Radiums erinnert. Es wurde ja auch oft beobachtet, dass die Uransalze radioaktiv wirken, ähnlich wie das Radium selbst. Die Vermutung liegt nun nahe, dass in solchen Fällen das Uranpräparat von Radium in winzigen Mengen verunreinigt war, und dass diese kleinen Mengen erregend auf das Uransalz wirkten, sodass letzteres radioaktiv erscheint.

Um nun zu untersuchen, ob das erwähnte Aufleuchten des Urannitrats von einer Oxydierung des Urans, bezw. Bildung von freier Salpetersäure unter Mitwirkung der atmosphärischen Luft herrühre, wurden folgende Versuche angestellt. In je drei Glasröhren von 25 mm Durchmesser und 100 mm Länge wurden ca. 10 gr Urannitrat eingebracht und die Röhren zugeschmolzen. In dem einen Rohre befand sich das Salz in Luft unter Atmosphärendruck, in dem zweiten in Wasserstoff von Atmosphärendruck, endlich in dem dritten im Vakuum. Es zeigte sich nun, dass alle drei Röhren beim Schütteln leuchteten und zwar war das Licht in der Wasserstoffröhre etwas diffus, ebenso, obgleich

nicht so deutlich, in der mit Luft gefüllten. In der Vakuumröhre dagegen erschienen die gelblichen Lichtpunkte deutlich und scharf begrenzt. Dieses deutet darauf hin, dass das Aufleuchten nicht von der Gegenwart von Sauerstoff bedingt ist.

Die Röhren wurden nun, wie die Fig. zeigt, in ein wechselndes elektrisches Feld gebracht. *PP* sind zwei Metallplatten, die mit dem Funkeninduktor *I* verbunden sind; dieser konnte sowohl direkt mit Wechselstrom als auch mit Gleichstrom mittelst des Simonunterbrechers *S* gespeist werden.



In der Fig. sind die resp. Röhren mit *LU* = Luft-Uraniumnitrat, *HU* = Wasserstoff-Urannitrat und *VU* = Vakuum-Urannitrat bezeichnet. Zur Kontrolle war eine vierte Röhre *L*, die ebenfalls zugeschmolzen war, aber nur Luft unter gewöhnlichem Drucke enthielt, mit eingeschaltet.

Zunächst wurde ein Induktor mit nur 8 mm Schlagweite benutzt; beim Laufen des Induktors wurden die Röhren mit einem gelblichen Licht erfüllt und zwar leuchtete die Röhre *LU* am stärksten, trotzdem sie nicht evakuiert war; die Vakuumröhre *VU* leuchtete ebenfalls, jedoch nicht so deutlich wie die beiden mit Luft bezw. Wasserstoff gefüllten. Die vierte Röhre *L* ohne Uran leuchtete dagegen nicht. Es wurde nun an Stelle dieses kleineren Induktors ein grösserer eingeschaltet und zwar von ca. 150 mm Schlagweite, wobei die Funkenlänge so reguliert wurde, dass keine Funken zwischen den beiden Platten überspringen konnten. Jetzt wurde das Licht im allgemeinen kräftiger, und die Vakuumröhre leuchtete nunmehr am stärksten, während die Röhre *L* wie zuvor dunkel blieb. Es mag hier bemerkt werden, dass diese letztere Röhre deshalb zur Kontrolle mit eingeschaltet wurde, weil man annehmen könnte, dass sich die Gase in den anderen Röhren beim Zuschmelzen etwa ausdehnten und dann nach dem Erkalten eine gewisse Luftverdünnung zustande komme und dadurch das Leuchten wie eine Geisslerröhre bewirken. Wenn aber dies der Fall gewesen wäre, hätte die gleich behandelte Röhre *L* auch leuchten müssen. Es darf daher als bewiesen erachtet werden, dass das Vorhandensein von Urannitrat in einer nicht evakuierten Röhre den sogen. „Geisslereffekt" hervorzurufen imstande ist.

Nunmehr wurde unter die vier Röhren eine photographische Platte, die in einer Kassette durch eine Ebonitscheibe geschützt war, gebracht. Quer über die Kassette war ein Streifen aus Bleifolie gelegt. Die Röhren wurden in 25 Minuten durch den grossen Induktor erregt; nach dieser Zeit war der Unterbrecher zu warm, um regelmässig arbeiten zu können. Die Platte wurde nun entwickelt, es war aber keine Schwärzung derselben wahrzunehmen, sondern sie war völlig glasklar. Diese Strahlen scheinen also nicht das Vermögen zu besitzen, auf eine photographische Platte durch undurchsichtige Gegenstände einwirken zu können.

Wie zu erwarten, war auf dem Baryum-Platincyanürschirm ebenfalls kein Aufleuchten wahrzunehmen, wenn der Schirm durch eine schwarze Scheibe geschützt war.

Eine bemerkenswerte Rolle scheint die Frequenz des elektrostatischen Feldes bei dieser Erscheinung zu spielen; wurde nämlich an Stelle des Funkeninduktors ein sogen. Teslatransformer zur Erzeugung des Feldes benutzt, so war eine viel höhere Spannung zum Erleuchten des Rohres notwendig, als mit dem einfachen Induktor. Eine Teslaspule mit etwa 40 mm Schlagweite, welche mit Wechselstrom von 125 Per. gespeist wurde, vermochte die Röhren nicht zum Leuchten zu erregen, während sie mit einem nur 8 mm Funkeninduktor ein verhältnismässig kräftiges Licht gaben. Erst bei Verwendung einer Teslaspule von 200 mm Schlagweite wurden sie bei einer Funkenlänge von ca. 75 mm zum Leuchten erregt.

Schliesslich wurden die Röhren in ein starkes magnetisches Feld gebracht, welches so angeordnet war, dass es entweder mit Wechselstrom oder auch mit konstantem oder intermittierendem Gleichstrom gespeist werden konnte. In keinem Falle wurde ein Aufleuchten beobachtet, was darauf hinweist, dass das vorher beobachtete Aufleuchten von elektrostatischer und nicht von magnetischer Induktion herrührt.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Über die magnetische Wirkung bewegter Dielektrika.

Von A. Eichenwald.

Nachdem jetzt schon von mehreren Beobachtern die magnetische Wirkung bewegter, elektrisch geladener Leiter über alle Zweifel erhoben ist, ist noch die Frage zu beantworten, ob die Dielektrika, wenn sie sich in einem elektrostatischen Felde bewegen, auch eine magnetische Wirkung ausüben können.

Auf diese Frage geben die Versuche von Röntgen [1]) eine positive Antwort; aber wegen der Kleinheit der beobachteten Ablenkungen der Magnetnadel konnte Röntgen keine quantitativen Messungen vornehmen.

In einer soeben erschienenen Arbeit bestätigt H. Pender [2]) das Resultat von Röntgen, indem er zeigt, dass wenn eine Hartgummischeibe in einem elektrischen Wechselfelde rotiert, in einem benachbarten Leiter Wechselströme induziert werden. Diese Wechselströme werden bei H. Pender durch einen synchronen Kommutator gleichgerichtet und in einem empfindlichen Galvanometer beobachtet. Bei einer Potentialdifferenz von 7470 Volts und 57,8 Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde erhielt H. Pender einen doppelten Ausschlag im Galvanometer von 4,5 mm. Man kann diesen Ausschlag auch berechnen, wenn man annimmt, dass die fingierten Ladungen an den beiden Seiten der Hartgummischeibe zwei entgegengesetzte Konvektionsströme bei der Rotation der Scheibe bilden, welche gleichzeitig mit dem elektrischen Felde ihre Richtung wechseln. Der so berechnete doppelte Ausschlag ist 4,85 mm. Die Übereinstimmung mit dem beobachteten Ausschlage ist also eine gute, obgleich bei der Rechnung ein homogenes Feld vorausgesetzt wird, welche Bedingung bei dem Versuche (mit einer Scheibe ohne Schutzring) nicht erfüllt war. Wir können dennoch aus diesen Versuchen schliessen, dass eine bewegte fingierte Ladung auch ein magnetisches Feld erzeugt, wie eine wahre elektrische Konvektion.

Im Laufe der letzten beiden Jahre habe ich auch verschiedene Versuche angestellt, um die magnetische Wirkung bewegter Ladungen experimentell zu untersuchen, aber ich habe keine Wechselfelder, sondern ausschliesslich konstante elektrische Felder benutzt und direkt das magnetische Feld mit einem Magnetometer beobachtet. Die von H. Pender gewählte Methode mag verschiedene Vorteile in Bezug auf Bequemlichkeit der Beobachtung darbieten, ich glaube aber dennoch der Magnetometermethode den Vorzug geben zu dürfen, erstens, weil das eine direkte Methode ist und zweitens, weil wir dabei nur statische Felder benutzen, was für die Theorie von Wichtigkeit ist. Es wird nämlich bei gleichmässiger Bewegung eines Körpers in einem elektrostatischen Felde wieder ein statisches magnetisches Feld erzeugt; bei solcher Bewegung finden keine Energieumsetzungen statt und die ganze Erscheinung gewinnt an Übersichtlichkeit.

Der von mir konstruierte Apparat (Fig. 1) besteht aus drei Scheiben A, B und C aus

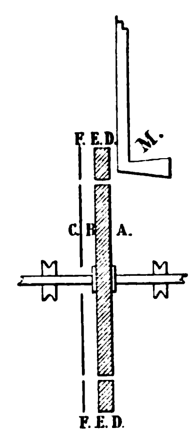


Fig. 1.

Mikanit, welche mit Stanniol beklebt sind und einen Kondensator mit Schutzringen D, E und F, also mit genügend homogenem Felde bilden. Die Scheiben A und B können um horizontale Achsen rotieren, die Scheibe C, sowie alle Schutzringe sind unbeweglich. Während die Belegung AD dauernd mit der Erde verbunden ist, kann die isolierte Scheibe B durch einen Schleifring mit Bürste geladen werden; die unbewegliche Scheibe C und die Schutzringe F und E werden immer bis zu einem und demselben Potentiale geladen, wie die Scheibe B, sodass zwischen B und C kein elektrisches Feld erzeugt wird.

Die Scheiben werden geladen, in Rotation versetzt und der doppelte Ausschlag des Magnetometers M [1]) beim Kommutieren der Ladung beobachtet.

Ist C die Kapazität des bewegten Teiles des Kondensators und V die Potentialdifferenz, so ist bei n Umdrehungen der Scheibe in der Sekunde CVn der Konvektionsstrom; der doppelte Ausschlag beim Kommutieren der Ladung sei a. Ersetzt man die Scheiben durch andere, welche dieselben Dimensionen haben, deren Stanniolbelegung aber in einzelne Ringe von untereinander gleichem Flächeninhalte eingeteilt ist (Fig. 2) und cirkuliert in diesen Ringen ein galvanischer Strom i, welcher beim Kommutieren einen doppelten Ausschlag b der Magnet-

1) W. Röntgen, Wied. Ann. **35**, 264, 1888. Wied. Ann. **40**, 93, 1890.

2) H. Pender, Phil. Mag **6**, Vol. 5, 43, 1903.

1) Vergl. A. Eichenwald, diese Zeitschr. **2**, 703, 1901.

nadel giebt, so ist

$$\frac{CVn}{a} = \frac{i}{b}.$$

So kann man die Wirkungen des Konvektionsstromes mit denen eines galvanischen Stromes vergleichen.

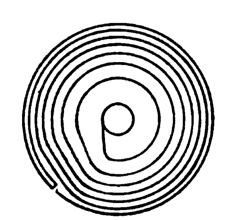


Fig. 2.

Mit diesem Apparate habe ich unter anderem folgende Versuche angestellt:

1. Werden die Scheiben A und B geladen und einzeln oder zusammen in Rotation versetzt, so erhält man den Rowlandeffekt in der von der Theorie verlangten Grösse. Der äquivalente galvanische Strom ist $i_1 = CVn$.

2. Rotiert A allein, indem zwischen A und B verschiedene Dielektrika (Paraffin, Hartgummi) mit der Dielektrizitätskonstante E eingeschoben werden, so vergrössern sich die Ausschläge der Magnetnadel proportional der vergrösserten Kapazität der Scheibe A; hier ist $i_2 = ECVn$.

3. Man kann auch eine dielektrische Scheibe an der Achse festschrauben und sie zwischen zwei unbeweglichen geladenen Scheiben A und B rotieren lassen; dann erhält man den Röntgeneffekt $i_3 = (E - 1)\, CVn$.

4. Endlich können die Belegungen des Kondensators mit dem Dielektrikum zusammen rotieren und man erhält eine Superposition des Rowlandeffektes mit dem Röntgeneffekte. Nehmen wir für den letzteren einen äquivalenten Strom $i_3 = (E - 1)\, CVn$, so muss hier sein $i_4 = ECVn - (E - 1)\, CVn = CVn$.

Der letzte Fall scheint mir der interessanteste zu sein und ich will diesbezügliche Versuche hier beschreiben.

Eine Hartgummischeibe von 25 cm Durchmesser und 1 cm Dicke ist von beiden Seiten mit Stanniol (A und B, Fig. 1) beklebt und kann um eine horizontale Achse rotieren. Zwischen den unbeweglichen Schutzringen D und E befindet sich auch Hartgummi und zwar ist der Schutzring und die Scheibe aus demselben Stück geschnitten. Das elektrische Feld zwischen A und B kann also als genügend homogen gelten; zwischen B und C ist kein elektrisches Feld vorhanden. Indem die Hartgummischeibe AB mit ihren Stanniolbelegungen rotiert, wird der doppelte Ausschlag a des Magnetometers M beim Kommutieren der Ladung beobachtet. Es werden jedesmal 10 Beobachtungen bei + und — Rotation gemacht und der Mittelwert genommen. Die hier mitgeteilten Beobachtungen sind während der Nachtzeit gemacht und die Nadel verhielt sich so ruhig, dass 0,5 mm abgelesen werden konnten. Die Nullpunktverschiebungen waren auch sehr gering. Auf gute Isolation wurde besonders Sorge gelegt. Bei stillstehender Scheibe erhielt man beim Kommutieren keinen Ausschlag. Bei der Rotation der ungeladenen Scheibe erhält man einen sehr konstanten Ausschlag von 20 mm, welcher aber von der Rotationsrichtung unabhängig ist.

Um die Ablenkungen der Magnetnadel zu berechnen, ist, wie oben auseinandergesetzt, ein Vergleichsstrom $i = 4 \cdot 10^{-5}$ Amp. benutzt worden; schickt man diesen Strom durch die an den Stellen A und B sich befindenden, in einzelne Ringe geteilten Stanniolscheiben und zwar so, dass der Strom bei A und bei B in entgegengesetztem Sinne fliesst, so erhält man Ablenkungen des Magnetometers $b = 48{,}6$ mm (2 m Skalenabstand). — Die Kapazität (im Vakuum als Dielektrikum) eines jeden vom Strome durchflossenen Ringes ist $C = 0{,}6 \cdot 10^{-11}$ Farad. So erhalten wir

$$a_1 = \frac{CVnb}{i} = 7{,}29 \cdot 10^{-6}\, Vn.$$

In der folgenden Tabelle sind die Resultate der Beobachtungen und der Rechnungen zusammengestellt. Alle Ablenkungen stimmen mit der Ampèreschen Regel überein.

V	n	a beobachtet	a berechnet	Differenz
7500	± 65	+3,3 −3,4	±3,6	−0,3 −0,2
10000	± 65	+4,9 −4,7	±4,7	+0,2 +0,0
7500	± 95	+5,0 −4,4	±5,2	−0,2 −0,3
10000	± 95	+7,1 −6,8	±6,9	+0,2 −0,1
7500	±120	+6,3 −6,3	±6,6	+0,3 −0,3
10000	±120	+9,0 −8,7	±8,7	+0 3 +0,0

Die Übereinstimmung der beobachteten und der nach den oben gemachten Voraussetzungen (vergleiche i_4) berechneten Ausschläge der Magnetnadel ist eine befriedigende.

Nimmt man statt Hartgummi andere Dielektrika (Luft, Glas), so erhält man dasselbe Resultat und wir haben somit einen experimentell bewiesenen Satz: Wird ein Kondensator bis zu einer bestimmten Potentialdifferenz geladen und mit dem Dielektrikum zusammen bewegt, so übt er eine magnetische Wirkung aus, welche aber vom Material des Dielektrikums unabhängig ist. Aus der Übereinstimmung unserer Voraussetzungen in den aufgezählten Fällen unter

1, 2 und 4 schliessen wir, dass dem Röntgeneffekt wirklich ein Konvektionsstrom von der Grösse $i = (E - 1)\ CVn$ entspricht. Es übt also auch die **fingierte** Ladung bei der Bewegung magnetische Wirkungen von derselben Grösse und Richtung aus, wie eine **wahre** elektrische Konvektion.

Noch von einem anderen Standpunkte aus kann der hier angeführte Versuch betrachtet werden. Wir machen folgende drei Annahmen: die magnetische Wirkung in irgend einem unbeweglichen Punkte des Raumes kann abhängen

a) von der absoluten Bewegung der Ladung im Raume, dann ist der äquivalente Strom $i = ECVn$;

b) von der Bewegung der Ladung relativ zum Dielektrikum; bei unserem Versuche ist dann $i = 0$;

c) von der Bewegung der Ladung relativ zu dem von der Ladung selbst erzeugten elektrischen Felde; dann ist $i = CVn$. Denn die Ladung des Kondensators ECV muss aus zwei Teilen gedacht werden: der erste Teil $(E - 1)\ CV$ erzeugt ein elektrisches Feld im Dielektrikum und rotiert mit demselben, giebt also kein magnetisches Feld; der zweite Teil CV rotiert im unbeweglichen Äther.

Bei meinen Versuchen war die Dielektrizitätskonstante des Hartgummis $E = 2{,}96$. Würde also die Annahme a) richtig sein, so müssten alle beobachteten Magnetometerausschläge dreimal grösser als die berechneten sein, bei der zweiten Annahme b) würde man überhaupt keine Ausschläge erhalten und nur die dritte Annahme entspricht dem Versuche.

Zum Schluss muss ich noch hervorheben, dass der hier beschriebene Versuch nur durch eine solche Theorie erklärt werden kann, welche den Äther als absolut ruhend annimmt oder zu dieser Anschauung führt; dabei müssen wir den Äther als ruhend nicht nur in der Umgebung bewegter Körper annehmen, sondern auch im Innern der bewegten Dielektrika selbst.

Über die Einzelheiten dieser Versuche hoffe ich bald im Zusammenhange mit noch anderen Untersuchungen an einer anderen Stelle ausführlich zu berichten.

Moskauer Ingenieur-Hochschule. Januar 1903.

(Eingegangen 31. Januar 1903.)

Die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen und des Lichtes in der Luft.

Von R. Blondlot.[1])

Nach mehrjähriger Arbeit erfolglosen Versuchens, die Geschwindigkeit der X-Strahlen zu bestimmen, kam mir der Gedanke, ob nicht durch ein Prinzip, analog dem Römers, die Geschwindigkeit des Lichtes zu bestimmen, sich erkennen liesse, ob die Geschwindigkeit der X-Strahlen mit der elektromagnetischer Wellen vergleichbar wäre oder nicht. So wurde ich dazu geführt, folgendes Experiment anzustellen.

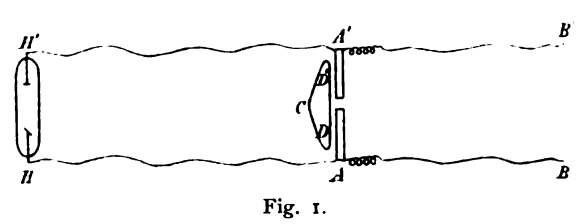


Fig. 1.

Von den Polen B, B^1 eines Induktors (Fig. 1) führen 2 Drähte zu den Elektroden H, H^1 eines Entladungsrohrs. Bevor die horizontalen, parallelen Drähte zur Röhre kommen, werden sie mit den beiden Hälften eines Hertzschen Erregers verbunden. Der Erreger besteht aus 2 Messingcylindern A und A^1 von 0,8 cm Durchmesser, und 6 cm Länge, und ist in einer Vaselinebüchse horizontal angeordnet. Unter dieser Büchse (in der Figur nicht gezeichnet) ist ein Resonator, bestehend aus einem zusammengebogenen Kupferdrahte DD^1C, angebracht. (In der Zeichnung ist der Resonator neben den Erreger gesetzt, aber in Wirklichkeit befindet sich sein geradliniges Stück DD^1 direkt unter AA^1.) Die Resonatoröffnung C ist der Röhre zugekehrt, um von den X-Strahlen getroffen zu werden. Gegen jede andere Strahlung ist sie durch Schirme aus geschwärztem Papier und Aluminiumfolie geschützt.

Indem man die Funkenstrecke des Erregers geeignet reguliert, erreicht man ein gleichzeitiges Funktionieren von Röhre und Erreger. Der Vorgang ist dann folgender: Bei jeder Induktoriumsentladung erreicht die Potentialdifferenz zwischen H und H^1 einen Wert, der genügt, die Röhre in Funktion zu setzen; über diesen Wert hinaus wächst alsdann die Potentialdifferenz solange, bis der Funke des Erregers einsetzt; dann ist die Röhre stromlos und erlischt, während die oszillatorische Entladung ihren Verlauf nimmt.

Wir wollen voraussetzen, die Röhre sei ganz nahe an dem Erreger aufgestellt, die Drähte AH und AH^1 seien so kurz als möglich (0,11 m). Als Abszissen (Fig. 2) wollen wir die Zeiten auftragen, gerechnet von dem Moment an, in welchem der Funke einsetzt, und als Ordinaten die Potentialdifferenzen zwischen A und A^1; bekanntlich ergiebt sich dann eine stark gedämpfte Sinuskurve $MNPQ$ . . . . Ist der Apparat eingestellt, so ist das Entladungspotential der Röhre kaum geringer als das des Erregers. Es genügt in der That, die Erregerentfernung

[1]) Aus Comptes Rendus 135, 666, 1902.

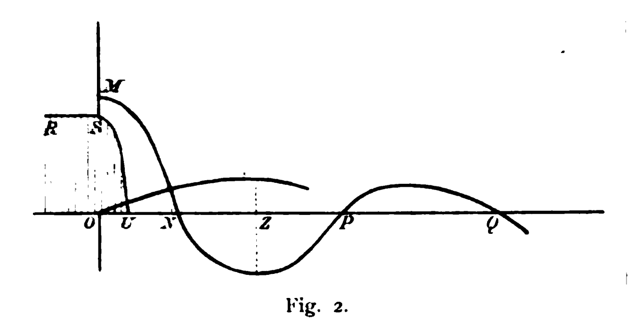


Fig. 2.

nur um sehr wenig zu verringern, und die Entladung geht nicht mehr durch die Röhre, sondern lediglich durch den Erreger.

Diese Eigenschaft ist hier von grundlegender Bedeutung. Aus ihr geht hervor, dass die Röhre erlischt, sobald, nach Einsetzen der oszillatorischen Entladung, die Potentialdifferenz um ein geringes kleiner geworden ist, also im Verlauf einer Zeit, die kleiner ist als $^1/_4$ Periode des Erregers; es ist demnach die Kurve, welche die Intensität der Röntgenstrahlen darstellt, aus einem fast horizontalen Stück RS, entsprechend der Zeit vor der Entladung des Erregers, und einem jäh abfallenden SU, gebildet. (Die Wellenlänge des Erregers ergab sich zu $1^m,14$, seine Periode ist $\frac{114}{3 \cdot 10^{10}}$ sec., folglich ist OU wesentlich kleiner als $\frac{114}{3 \cdot 10^{10} \cdot 4}$ sec.)

Wir konstruieren nun die Kurve für den Resonator. Als Ordinaten nehmen wir die Potentialdifferenzen an der Resonatoröffnung, die durch die Entladung des Erregers erzeugt sind. Die Ordinate ist Null, solange die ganze Entladung durch die Röhre geht, folglich bis zum Beginn der Zeit in unserem Diagramm. Sie erreicht erst einen merklichen Wert zu einer Zeit, wo der Erreger bereits in entladenem Zustande ist, und das Maximum der EMK. des Resonators ist erst erreicht, wenn der Erreger sich bereits in entgegengesetztem Sinne aufgeladen hat, d. h. also nach Ablauf einer halben Periode, einer Zeit, die durch die Abszisse OZ dargestellt ist. Hieraus folgt, dass, wenn der Resonator in Oszillation gerät, die X-Strahlen schon erloschen sind: dann aber kann natürlich keine Wirkung mehr von der Röhre auf den Sekundärfunken stattfinden.[1]) Das ist es gerade, was das Experiment verifiziert, denn wenn man eine Bleilamelle zwischen Röhre und Resonatoröffnung bringt, um die X-Strahlen abzuhalten, ändert der Funke sein Aussehen nicht.

Wir lassen die Röhre an ihrem Platz und ersetzen die kurzen Drähte AH, $A'H'$ durch Drähte von 25 cm, die, ohne scharfe Knicke, leicht gebogen sind; diese Verlängerung der Drähte verzögert das Erlöschen der X-Strahlung um die Zeit, welche Hertzsche Wellen zum Durchlaufen von $(25-11)$ cm $= 14$ cm gebrauchen, sie wird also bewirken, dass das Verschwinden der X-Strahlung an der Resonatoröffnung um gerade soviel verzögert wird, so dass der Strahlung Zeit bleibt, auf den Funken zu wirken: Das wird auch in der That konstatiert, denn das Zwischenschieben einer Bleilamelle bewirkt eine deutlich weniger kräftige Funkenentladung des Resonators. Diese Einwirkung der X-Strahlung nimmt mit der Verlängerung der Drähte $AH, A'H'$ zu; für Längen von 33 cm, 80 cm, von 130 cm wird sie mehr und mehr ausgeprägt.

Diese Experimente zeigen, dass in meinen Experimenten die X-Strahlen erlöschen, sobald die elektrische Entladung in der Röhre abbricht. In der That, während man in dem Experiment mit den sehr kurzen Drähten (11 cm), keine Wirkung konstatierte, genügt es, sie um 14 cm zu verlängern, um eine deutliche Wirkung zu erhalten. Folglich, wenn eine Verlängerung der X-Strahlenemission existiert oder auch eine verlängerte Wirkung derselben auf die Resonatoröffnung nach ihrem Abbrechen, so ist die Summe hiervon klein gegen $\frac{14}{3 \cdot 10^{10}}$ sec.

Wir nehmen die Zuführungsdrähte nunmehr etwas zusammengebogen, und lassen ihre Länge unverändert, z. B. 0,50 m, dann entfernen wir allmählich die Röhre von der Resonatoröffnung. Infolge dieser Entfernung erleiden die X-Strahlen eine Verzögerung, die gleich der Zeit ist, die sie brauchen, um die Strecke von der Röhre bis zur Öffnung zurückzulegen; um soviel wird also ihr Verschwinden an der Resonatoröffnung verzögert, und, wenn ihre Geschwindigkeit mit der Hertzscher Wellen vergleichbar ist, wird die Wirkung der Entfernung der Röhre analog sein mit der einer Verlängerung der Drähte, d. h. es wird sich die Koinzidenz des Eintreffens der X-Strahlen mit dem Auftreten der Entladungspotentialdifferenz des Resonators verbessern, und die Wirkung der X-Strahlung auf den Funken wird sich vergrössern. Man kommt so zu folgender paradoxen Voraussicht: Die Röhre müsste mehr einwirken, wenn sie weiter weg ist, als in der Nähe. Zu meinem grossen Erstaunen glückte dies Experiment vollständig; der Glanz des Funkens vergrössert sich, je mehr man die Röhre entfernt, das ist eine sichere, konstante Erscheinung. Diese Vergrösserung ist wesentlich den X-Strahlen zuzuschreiben, denn eine kleine Bleischeibe an die Aluminiumlamelle gelegt, die zwischen Röhre

[1]) Hierüber siehe R. Blondlot, Compt. rendus **134**, 1559, 1902.

und Resonatoröffnung sich befindet, verursacht sofort eine Schwächung des Funkens, der so geschwächt, unverändert bleibt, wie auch die Entfernung der Röhre ist.

Diese überraschende Thatsache ist eine erste Bestätigung unserer Vermutung, dass die Geschwindigkeit der X-Strahlen vergleichbar ist mit der Hertzscher Wellen.

Nehmen wir jetzt Zuführungsdrähte von grösserer Länge, z. B. 80 cm. Entfernt man die Röhre, so wird man zu einer bestimmten Entfernung kommen, wo die X-Strahlen an der Resonatoröffnung gerade zu der Zeit ihre grösste Intensität haben, wo auch die EMK. an der Resonatoröffnung beträchtliche Grösse besitzt (Fig. 3). Die Wirksamkeit der X-Strahlen

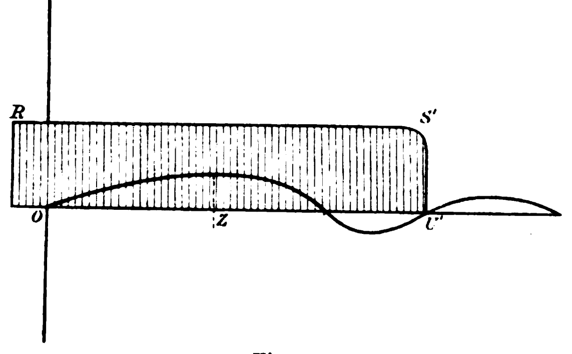


Fig. 3.

wird dann so gross sein, als es ihre Intensität erlaubt.

Fährt man fort, die Röhre von der Resonatoröffnung zu entfernen, so wird man die Koinzidenz zwischen Strahlungs- und EMK.-Intensität nicht mehr verbessern, und man wird mehr und mehr an Stärke der Strahlung einbüssen. Folglich wird der Strahlungseinfluss einen Maximalwert durchschreiten. Und wirklich ist dies zu konstatieren. Der Funke geht durch ein Maximum bei ungefähr 53 cm Entfernung von der Resonatoröffnung. Dieses Maximum ist wesentlich bedingt durch die X-Strahlung, denn es verschwindet durch Zwischenschieben einer kleinen Bleilamelle.

So hat uns die Vermutung, dass die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen und die Hertzschen Wellen von gleicher Grössenordnung ist, dazu geführt, die Existenz eines Funkenmaximums vorauszusehen. Diese Voraussicht fand ihre Bestätigung im Experiment. Wie oben, erscheint es unmöglich, dieses Paradoxon anders zu deuten, und man kommt zu dem Schlusse, dass die Geschwindigkeit der X-Strahlen von gleicher Grössenordnung mit der Hertzscher Wellen ist. Wir werden sehen, wie das Studium dieses Maximums mir zur Bestimmung des Verhältnisses beider Geschwindigkeiten verhalf.

Gehen wir wieder an unsern Apparat: die Zuführungsdrähte haben 80 cm Länge; wie wir sahen, ist der Funke bei einer Röhrenentfernung von 53 cm vom Resonator maximal. Wir wollen die theoretische Analyse des Phänomens beiseite lassen, und nur die beobachtete Erscheinung festhalten, nur als zweifelsohne mit in Betracht ziehen, dass das Maximum dem Umstand zuzuschreiben ist, dass es eine Röhrenentfernung giebt, bei der die X-Strahlen die Resonatoröffnung während ihrer grössten Potentialdifferenz stärker beeinflussen, als bei anderen Entfernungen. Wir bezeichnen mit $V \frac{\text{cent}}{\text{sec}}$ und $V^1 \frac{\text{cent}}{\text{sec}}$ die Geschwindigkeit der Hertzschen Wellen bezw. die der Röntgenstrahlen.

Nachdem wir die Stellung der Röhre bestimmt haben, welche das Funkenmaximum giebt, verlängern wir die Zuführungsdrähte um α-Centimeter: Das Aufhören der X-Strahlen an der Resonatoröffnung wird so um $\frac{\alpha}{V}$ sec verzögert; es ist also zur Wiederherstellung der Koinzidenz und Wiederauffindung des Maximums erforderlich, die Röhrenentfernung um eine Entfernung β zu verringern, sodass $\frac{\beta}{V^1} = \frac{\alpha}{V}$ wird.

Das Experiment ergiebt $\frac{\beta}{\alpha}$ und hieraus also $\frac{V^1}{V}$.

Ausserordentlich zahlreiche Bestimmungen, in welchen α in so ausgedehnten Grenzen variiert wurde, als dies möglich war, haben stets $\beta = \alpha$ ergeben. Hieraus folgt $V^1 = V$ mit dem Grade der Genauigkeit, der durch die Bestimmung der Lage der Röhre, welche das Maximum ergiebt, gegeben ist.

Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Versuchsreihe. Die erste Spalte giebt die α-Werte; die zweite die entsprechenden β, die von Herrn M. Virtz, der mich unterstützte, bestimmt wurden; die dritte ergiebt die β-Werte, die von mir bestimmt wurden; die vierte die Mittelwerte aus den vorgehenden β. Jede Zahl der zweiten und dritten Spalte ist das Mittel aus 5 Bestimmungen.

α	β		
	Virtz	Blondlot	Mittel
— 7	— 6,5	— 5,9	— 6,3
+ 9	+ 8,9	+ 10,5	+ 9,7
+ 12,5	+ 12,6	+ 12	+ 12,3
+ 15	+ 14,5	+ 15,1	+ 14,8
+ 25	+ 24,5	+ 25,3	+ 24,9
+ 30	+ 30	+ 31,0	+ 30,5
+ 40	+ 39,6	+ 39,3	+ 39,4
+ 25	+ 23,2	+ 24,6	+ 23,9

Man sieht, dass die Zahlen der vierten Spalte sich so wenig von den entsprechenden der ersten unterscheiden, dass die Unterschiede sich dem Umstande zuschreiben lassen, dass es nicht möglich ist, ganz genau die Lage der Röhre, welche das Funkenmaximum giebt, zu bestimmen. Die Versuchsreihe für 80 cm in obiger Tabelle ergiebt folgendes definitives Resultat: Setzt man für α und β ihre Mittelwerte, so ergiebt sich $\frac{V^1}{V} = \frac{161,7}{162,5}$. Andere Versuchsreihen ergaben $\frac{138}{139}, \frac{146}{144}$ . . . . ; diese Quotienten sind der Einheit sehr nahe: Die einzelnen Messungen ergeben dann und wann bedeutendere Abweichungen, wie man aus der Tabelle ersieht, aber der Einfluss dieser Abweichungen verschwindet immer im Mittelwert aus einer grossen Zahl von Bestimmungen. Auch habe ich nachgewiesen, dass die β-Werte unabhängig von Grösse und Form des Resonators und unabhängig von der verwendeten Röhre sind.

Wir kommen jetzt zu einer andern Methode des Experimentierens. Hierbei kompensiert man ebenfalls die Zeit, welche die X-Strahlen brauchen, um eine bestimmte Strecke zurückzulegen, durch die Zeit, welche die elektromagnetischen Wellen brauchen, um eine bestimmte Drahtlänge zu durchlaufen. Hier aber verlängert oder verkürzt man nicht mehr die Zuführungsdrähte, sondern den Resonatordraht. An die Enden des Resonators, die voneinander ungefähr 3 mm entfernt sind, lötet man je 2 Drähte als kleine Zuführungsstrecken. Am Ende dieser Strecke ist das Funkenmikrometer angebracht, die neue Resonatoröffnung wird in die Stellung der früheren gebracht, indem die angelötete Strecke hierzu umgebogen wird. Die Einwirkung des Erregers auf den Resonator erzeugt hier eine Hertzsche Welle, welche eine bestimmte Drahtlänge durchlaufen muss, um in die Resonatoröffnung einzumünden und dort den Funken zu erzeugen. Wenn man also jede Hälfte des Resonators um a Centim. verlängert, so wird der Funke um $\frac{a}{V}$ sec verzögert, und um das Maximum des Funkens zu erhalten, ist es erforderlich, die Entfernung der Röhre vom Resonator um b Centimeter zu vergrössern, so dass $\frac{b}{V^1} = \frac{a}{V}$ wird. Der beobachtete Wert $\frac{b}{a}$ ergiebt $\frac{V^1}{V}$. Man ersetzt b und a durch ihre Mittelwerte aus den verschiedenen Beobachtungen. Diese wurden sehr zahlreich und untereinander in Übereinstimmung angestellt, wobei a von 0 cm bis 25 cm variiert wurde. Es ergab sich $\frac{V^1}{V} = 0,93$. Dieser Wert ist in hinreichender Übereinstimmung mit dem Resultat der ersten Methode, die präziser als die zweite erscheint, da die Verzögerung der Hertzschen Wellen dort besser definiert ist.

Wir wollen bemerken, dass in der einen wie in der andern Methode das Verhältnis $\frac{V^1}{V}$ erhalten wird, ohne dass es nötig ist, die Einzelheiten der Phänomene zu kennen. Es sind Substitutionsmethoden, analog der Methode von Borda für die Pendelschwingung. In jedem Falle ist eine Komplikation vorhanden. Die Lage der Röhre, die das Maximum des Funkens ergiebt, ist der Resonatoröffnung näher als sie es wäre, wenn die Intensität der X-Strahlen nicht mit der Entfernung abnähme. Die Abnahme der Intensität genügt in der That, um eine Wirkung zur Abnahme zu bringen, die ohne sie langsam mit der Entfernung wachsen würde. Das gilt mehr für kleine Entfernungen, als für grosse, weil die Intensitätsabnahme für kleine Entfernungen rapider erfolgt. Die Vergrösserung des b oder β, die hierdurch verschuldet ist, lässt sich a priori nicht berechnen, aber die Übereinstimmung in den Resultaten zeigt, dass sie die Beobachtungsfehler nicht überschreitet.

Fassen wir alles dies zusammen.

Indem a priori die Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Hertzschen Wellen und der X-Strahlen vermutet wurde, wurde man dazu geführt, vorauszusehen, dass die Verstärkung, die durch die Röhre auf den Funken hervorgerufen wird, bei einer bestimmten Röhrenentfernung durch ein Maximum gehen müsse. Das Experiment bestätigte diese Voraussicht. Die gleiche Vermutung gestattete, im voraus zu berechnen, welche Ortsveränderungen die Röhre für dieses Maximum erleiden müsste, wenn einmal die Zuführungsdrähte, das andere Mal die Resonatorlänge verändert wurde: man musste imstande sein, die Zeit, welche die elektrischen Wellen brauchen, um eine bestimmte Drahtlänge zu durchlaufen, kompensieren zu können, durch die Zeit, welche die X-Strahlen brauchen, um eine gleiche Entfernung zu durcheilen. Die Kompensation liess sich thatsächlich herstellen. Zwei Methoden kamen in Verwendung, die eine ergab als Geschwindigkeitsverhältnis 0,97, die andere 0,93.

Anders erscheint es nicht möglich, eine Erklärung des Funkenmaximums, der entsprechenden Lagenveränderungen der Röhre, und anderer Eigenarten dieser Phänomene zu geben.

So führt denn die Gesamtheit der Erschei-

nungen zu dem Schluss: Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der X-Strahlen ist gleich der Hertzscher Wellen, oder der des Lichtes in der Luft.

— — — — — — — — — — — — — — —[1])

Es folgt unmittelbar aus der Gleichheit der Geschwindigkeiten der X-Strahlen und der des Lichtes in der Luft, dass die X-Strahlen mit spektralen Strahlen nahe übereinstimmend sein müssen. Von den Hypothesen, die über ihre Natur aufgestellt sind, können nur zwei in Betracht kommen. Erstens die, welche sie als sehr kurzwellige Strahlung hinstellt, zweitens die von E. Wiechert[2]) und von Sir George Stokes[3]) aufgestellte. Das Prinzip der zweiten Hypothese ist das folgende: Die Röntgenstrahlen bestehen in einer Folge unabhängiger Pulsationen, die von den Punkten ausgehen, wo die von der Kathode ausgesandten Teilchen die Antikathode treffen, und beginnen in dem Moment des Aufprallens; diese Pulsationen sind transversal und breiten sich im Äther wie Lichtwellen und mit Lichtgeschwindigkeit aus.

Das was die Röntgenstrahlen von spektraler Strahlung unterscheidet, ist, dass sie nicht in kontinuierlichen Vibrationen des Äthers, sondern in getrennten, ausserordentlich kurzen Impulsen bestehen. Sir George Stokes hat diese Theorie in einer Sitzung in der „Manchester literary and philosophical Society"[4]) entwickelt. Aus dieser Entwickelung greife ich folgenden Passus heraus.

„Nehmen wir an, dass ein Regen von Molekülen auf die Antikathode auffällt, und dass er nach einiger Dauer ganz plötzlich aufhört. Nach den Gesichtspunkten, die ich eben über die Natur der Röntgenstrahlen aufstellte, fällt das Entstehen dieser Strahlen zeitlich zusammen mit dem Molekülregen, und dauert fort, solange dieser anhält und hört gleichzeitig mit ihm auf."

Da andererseits die Kathodenstrahlen die gleiche Dauer haben, wie der Strom, welcher die Crookessche Röhre durchfliesst, da sie selbst einen Teil dieses Stromes bilden, so folgt, dass die X-Strahlen verschwinden müssen, sobald die Entladung in der Röhre abbricht. Das aber ist gerade, das, was ich konstatiert habe.

1) Anmerkung des Übersetzers: Es folgen nunmehr verschiedene, wertvolle Detailangaben über die Experimentalanordnung und Variationen derselben, durch die obige Schlüsse noch weiter gestützt werden; wir müssen aus Mangel an Platz hier von ihrer Wiedergabe absehen und wenden uns, indem wir auf das Original verweisen, gleich dem Schlussabsatz zu.

2) Abh. d. phys. Ges. z. Königsberg und Wied. Ann. **59**, 1896.

3) Proc. of the Cambridge phil. Soc. **9**; 125, 1896.

4) Memoirs a. Proc. of the Manchester lit. and philos. Society **41**, 1897.

In derselben Sitzung zeigte Sir George Stokes, dass seine Hypothese die Erklärung für die den X-Strahlen charakteristischen Eigentümlichkeiten liefert: nämlich das Fehlen von Reflexion und Refraktion.

Herr A. Sommerfeld hat auf diese Hypothese eine Theorie der Beugung der X-Strahlen aufgebaut, die Rechenschaft giebt von den merkwürdigen Experimenten der Herren Haga und Wind über diese Beugung.[1])

Schliesslich hat, von gleichen Ideen ausgehend, Prof. J. J. Thomson Kathoden- und Röntgenstrahlen theoretisch in Verbindung gebracht.[2])

Fassen wir zusamen: „Die Hypothese von E. Wiechert und Sir George Stokes wird allen bisher kekannten Erscheinungen gerecht".

1) Zeitschr. f. Math. u. Phys. **46**, 4, 1901; Sommerfeld, diese Zeitschrift **1**, 105, 1899; **2**, 55, 1900; **2**, 88, 1900; Haga u. Wind, diese Zeitschrift **1**, 91, 1899; Wind, diese Zeitschrift **2**, 292, 1901.

2) Phil. Mag. [5.] **45**, 172, 1898.

(Aus dem Französischen übersetzt von Erich Marx.)

(Eingegangen 27. Januar 1903.)

Über das Gesetz des Verschwindens der in einem geschlossenen Raume induzierten Aktivität sowie über die Radiumemanation.

Von P. Curie.

Bei Gelegenheit früherer Untersuchungen habe ich mich gemeinschaftlich mit Herrn Debierne mit den Bedingungen beschäftigt, unter denen die Erscheinungen der induzierten Radioaktivität auftreten.[1]) In vorliegender Arbeit untersuche ich, wie die induzierte Radioaktivität verschwindet, wenn die Wirkung des Radiums aufhört.

Man kann zwei verschiedene Verfahren einschlagen: Erstens möge sich in einem geschlossenen Behälter ein festes Salz oder eine Lösung von Radiumsalz befinden; dann werden alle in den Behälter gebrachten Körper radioaktiv. Wenn man einen induzierten festen Körper aus dem Behälter herausnimmt, so verliert er an der freien Luft seine Aktivität nach einem Exponentialgesetz; die Strahlungsaktivität nimmt um die Hälfte ihres Betrages ab für Zeiten von der Grössenordnung einer halben Stunde.

Zweitens wird ein Glasbehälter im Innern aktiv, wenn er vermittelst einer Röhre mit einem ein Radiumsalz enthaltenden Fläschchen in Verbindung gesetzt wird. Man kann den induzierten Behälter vom Radium trennen, indem man die Verbindungsröhre zuschmilzt. Die Aktivität der Gefässwände nimmt, wenn der Behälter auf diese Weise abgeschlossen

1) Comptes Rendus, **32**, 548 u. 768, 1901; **33**, 276 u. 931, 1901; diese Zeitschrift, **2**, 500 u. 513, 1901.



wird, mit der Zeit ab, aber nach einem weit weniger schnellen Exponentialgesetz, als wenn die Aktivität sich an der freien Luft verlöre. Dann nimmt die Aktivität in 4 Tagen um die Hälfte ab.

Bei diesem an zweiter Stelle erwähnten Versuche war radioaktive Luft im Behälter eingeschlossen und unterhielt die Aktivität der Wände. Davon kann man sich leicht überzeugen: Wenn man nämlich den induzierten Behälter öffnet und die darin enthaltene Luft austreibt, so verlieren die Wände des Gefässes von diesem Augenblicke an ihre Aktivität nach dem schnellen Gesetze des Aktivitätsverlustes; die Abnahme ist also gleich dem halben Anfangswerte in einer Zeit von der Grössenordnung einer halben Stunde. Dasselbe Gesetz beobachtet man auch, wenn man die aktive Luft entfernt und das Gefäss luftleer macht. Das Ergebnis ist dasselbe, wenn man nach Herstellung des Vakuums in den geschlossen gehaltenen Behälter nicht aktive Luft eintreten lässt. Ganz allgemein erhält man also, wenn man aus dem Innern der Röhre die durch das Radium modifizierte Luft entfernt, das schnelle Verschwinden der Aktivität der Gefässwände.

Ich will mich in dieser Mitteilung nur mit dem Gesetz des Verschwindens der Aktivität eines verschlossenen, aktivierte Gase enthaltenden Behälters beschäftigen. Meistens verwende ich als geschlossenen Behälter eine zugeschmolzene Glasröhre. Diese Glasröhre ist in dem inneren Cylinder eines cylinderförmigen Aluminiumkondensators angebracht. Figur 1

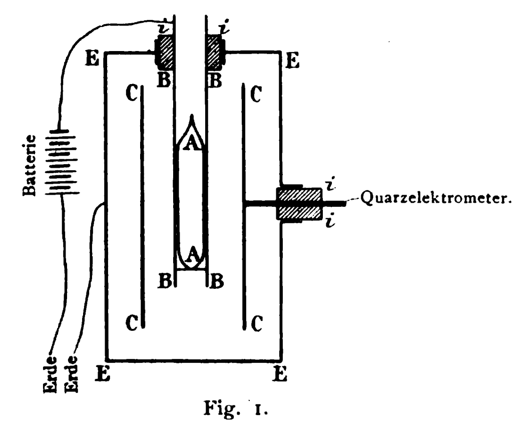


Fig. 1.

AA, aktivierte Glasröhre; *BBBB*, dünner, auf dem Potential 450 Volt enthaltener, Aluminiumcylinder, *cccc*, dicker Kupfercylinder, in Verbindung mit dem piezoelektrischen Quarz und dem Elektrometer, und vermittelst des Quarzes auf dem Potential *O* erhalten. *EEEE*, Metallbehälter, in Verbindung mit der Erde. *iiii* Ebonit. — Man misst den zwischen *B* und *C* übergehenden Strom.

zeigt den bei den Messungen benutzten Apparat im Durchschnitt. Die von der Röhre ausgesandten Strahlen gehen durch das Aluminium hindurch und machen die Luft zwischen den Belegungen des Kondensators leitend. Man misst den Grenzstrom, den man zwischen den beiden Belegungen erhält, wenn man zwischen ihnen eine genügende Potentialdifferenz (450 Volt) erzeugt. Die auf diese Weise gemessene Strahlung kommt ausschliesslich von der Radioaktivität der Wände, denn, wenn man die aktive Luft schnell aus der Röhre entfernt, so ist die unmittelbar nachher gemessene Strahlung dieselbe wie vorher.

Das Gesetz, nach dem die Aktivität eines geschlossenen Behälters verschwindet, ist ausserordentlich einfach. Die Strahlungsintensität I wird als Funktion der Zeit t durch eine Exponentialformel ausgedrückt:

$$I = I_0 \, e^{-\frac{t}{\theta}}$$

wo I_0 die Anfangsintensität, e die Basis der Neperschen Logarithmen und θ eine gewisse, eine Zeit vorstellende Konstante bedeutet.

Wenn man die Logarithmen von I als Ordinaten und die Werte von t als Abszissen aufträgt, so kommen die Punkte, die den Gang der Versuche darstellen, auf eine Gerade zu liegen; die Abweichungen zeigen keinerlei Regelmässigkeit und übersteigen nicht die möglichen Versuchsfehler (1 Prozent des Wertes von I). Fig. 2

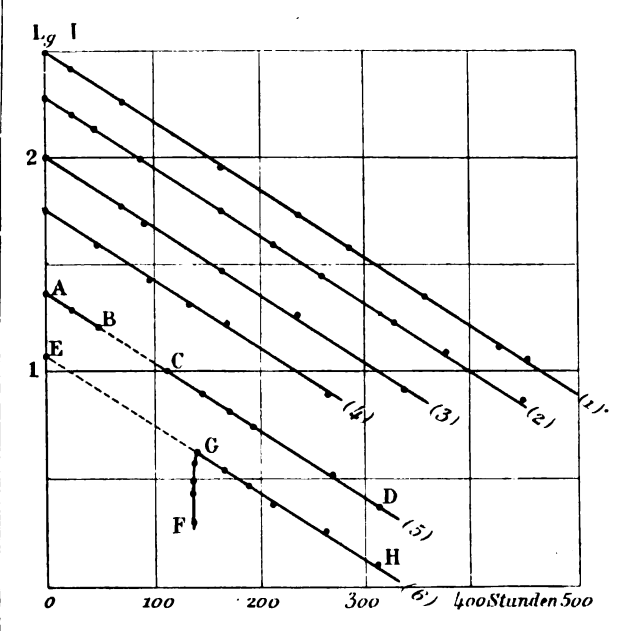


Fig. 2.

(Kurven 1, 2, 3 und 4) giebt die mit 4 Versuchsreihen an verschiedenen Röhren erhaltenen Resultate wieder. Gewisse Messungsreihen sind 20 Tage lang verfolgt worden; die Strahlungsintensität war nach Ablauf dieser Zeit 27 mal schwächer geworden, als zu Anfang, und das

Gesetz des Aktivitätsverlustes war immer noch gültig.

Ich habe unter ausserordentlich verschiedenartigen Bedingungen Versuche angestellt, und doch haben diese sämtlich denselben Wert für die Zeitkonstante Θ ergeben. Der sich aus den übereinstimmenden, bei 24 Versuchsreihen erhaltenen Resultaten ergebende Wert ist $\Theta = 4{,}970 \times 10^5$ Sekunden (5,752 Tage) $\cdot \frac{-1}{\Theta}$ ist dem Winkelkoeffizienten der Geraden in Fig. 2 proportional; wie man sieht, sind die Geraden, die sich auf die einzelnen Versuchsreihen beziehen, sämtlich untereinander parallel.

Gemäss diesem Werte von Θ nimmt die Intensität der Strahlung in 3 Tagen, 23 Stunden und 42 Minuten, also sehr angenähert in 4 Tagen um die Hälfte ab.

Die Konstante Θ bleibt unverändert, wenn man 1. zur Aktivierung der Röhren Radiumlösungen von sehr verschiedener Aktivität verwendet, 2. zu demselben Zwecke festes Radiumchlorid benutzt, 3. die Dimensionen der aktivierten Gefässe (von 3 ccm auf 2000 ccm) und ebenso auch ihre Form abändert, 4. die Glasdicke variiert, 5. an Stelle von Glasgefässen solche mit Kupfer- oder Aluminiumwänden benutzt, 6. die Aktivierung mit Hilfe von Röhren besorgt, die entweder breit und kurz oder lang und kapillar sind, 7. die Zeit der Aktivierung zwischen 15 Minuten und 1 Monat wechseln lässt, 8. die Aktivierung unter Luftdrucken besorgt, die kleiner sind als der atmosphärische (bis zu einem Drucke von 2 cm Quecksilber), die Röhre zuschmilzt und den Aktivitätsverlust bei diesem verminderten Druck erfolgen lässt, 9. mit Wasserstoff oder mit Kohlensäure an Stelle von Luft im Innern der aktivierten Röhren arbeitet.

Schliesslich habe ich unter ganz verschiedenen Bedingungen gearbeitet, indem ich als Mass der Aktivität die Intensität des elektrischen Stromes benutzte, der zwischen zwei im Innern der aktivierten Röhre gelegenen Elektroden übergeht. Das Gesetz des Aktivitätsverlustes ist dann immer noch dasselbe; jedoch kommt die in diesem Falle gemessene Leitfähigkeit zugleich von der Radioaktivität der Wände und von der des im Behälter befindlichen Gases.

Das Gesetz des Aktivitätsverlustes bleibt bei verschiedenen Temperaturen identisch. Um dies festzustellen, stelle ich zunächst bei gewöhnlicher Temperatur Messungsreihen mit ihre Aktivität verlierenden zugeschmolzenen Röhren an; hierauf lasse ich die Röhren 3 Tage lang in einem elektrischen Ofen auf der Temperatur 450°. Die Röhren werden hierauf wieder auf gewöhnliche Temperatur gebracht. Man misst ihre Aktivität und findet, dass der Gesamtverlust während der Heizzeit derselbe ist wie der, den die Röhre während der gleichen Zeit bei gewöhnlicher Temperatur erfahren hätte. Kurve 5 in Fig. 2 giebt das Resultat eines dieser Versuche wieder. Die Punkte von A bis B stellen die vor dem Erhitzen angestellten Messungen dar, während die von C bis D den Messungen nach dem Erhitzen entsprechen. Alle diese Punkte liegen auf einer Geraden, parallel zu den die vier ersten Versuchsreihen darstellenden Geraden.

Bei einem anderen Versuche wurden die Röhren nicht erhitzt, sondern in flüssiger Luft auf —180° abgekühlt. Fig. 2, Kurve 6, giebt die bei diesem Versuche erhaltenen Resultate an. Punkt E stellt eine erste bei gewöhnlicher Temperatur angestellte Messung dar; hierauf ist die Röhre 6 Tage lang in flüssiger Luft geblieben. Dann fängt man die Messungen bei gewöhnlicher Temperatur wieder an. Die erste Messung (Punkt F), die unmittelbar nach dem Wiedererwärmen ausgeführt worden ist, hat einen 2 mal kleineren Wert ergeben, als der, welchen man in demselben Augenblick erhalten hätte, wenn die Röhre beständig auf Zimmertemperatur geblieben wäre. Die Aktivität der Röhre nimmt jedoch hierauf ungefähr eine halbe Stunde lang (Punkte F bis G) schnell zu und die hierauf angestellten Messungen (Punkte G bis H) ergeben die Werte, die man dann erhalten hätte, wenn die Röhre beständig auf Zimmertemperatur geblieben wäre. Die Verlängerung der Geraden GH geht durch den Punkt E. Diese Gerade hat dieselbe Neigung wie die Geraden 1, 2, 3, 4.

Es tritt also nach Rückkehr auf Zimmertemperatur eine Störung ein, die man einer augenblicklichen Veränderung der Strahlung der Glashülle infolge der Abkühlung zuschreiben kann, hierauf wird jedoch das gewöhnliche Abnahmegesetz wieder hergestellt, und man kann annehmen, dass die im Gefässe enthaltene Energie, die die Aktivität der Wände unterhält, als Funktion der Zeit nach demselben Gesetz abnimmt, wie die Temperatur auch (zwischen —180° und + 450°) sein mag.

Aus diesen zahlreichen Versuchen geht hervor, dass die den Aktivitätsverlust eines geschlossenen aktivierten Gefässes bestimmende Zeitkonstante in keiner Weise durch die Versuchsbedingungen, die Natur des den Behälter erfüllenden Gases und der Materie, aus der die Wände bestehen, ebensowenig auch durch die Temperatur beeinflusst wird.

Die Zeitkonstante Θ ist daher eine, keinerlei spezifischen Charakter besitzende Konstante, welcher folglich eine ganz allgemeine Bedeutung zukommt. Die Messungen erfolgen unter derartigen Bedingungen, dass, meiner Meinung nach,

diese Konstante sich mit ausserordentlicher Genauigkeit bestimmen lässt.

Die Konstante θ lässt sich auch betrachten als eine ganz unabhängige Zeiteinheit t. Diese Diese Einheit bleibt unveränderlich, gleichviel welche Einheiten man sonst für die physikalischen Grössen angenommen hat.

In früheren Mitteilungen haben Herr Debierne und ich angenommen, dass jedes Radiumatom sich wie eine Energiequelle verhält; diese Energie wird durch Strahlung oder durch von Punkt zu Punkt erfolgende Leitung in flüssigen Körpern zerstreut. Vorliegende Versuche zeigen, dass in Gasen die Energie in einer ganz besonderen Form aufgespeichert ist, die sich nach einem Exponentialgesetz zerstreut. Man kann annehmen, dass diese Energie sich dadurch erschöpft, dass sie zur Unterhaltung der Radioaktivität des Gases und der Wände benutzt wird.

Herr Rutherford hat zur Erklärung der Erscheinungen der induzierten Radioaktivität und der Fortpflanzung der Aktivität durch Gasströme angenommen, dass Thorium und Radium eine radioaktive Emanation aussenden, welche die Radioaktivität der Körper, auf denen sie haftet, hervorruft. Er scheint an eine materielle Natur der Emanation zu glauben, und in einem seiner neuesten Aufsätze [1]) sieht er es als wahrscheinlich an, dass es sich um ein Gas von der Natur derer, die zur Argongruppe gehören, handle. Meiner Meinung nach giebt es augenblicklich nicht hinreichende Gründe, um das Vorhandensein einer materiellen Emanation anzunehmen. Herr Debierne und ich haben früher ohne Erfolg nach neuen Linien bei den radioaktiven, dem Radium entnommenen Gasen gesucht. Die Emanation verhält sich nicht wie ein materielles Gas in seiner gewöhnlichen atomistischen Form. Wenn sie in einer zugeschmolzenen Röhre enthalten ist, so verschwindet sie von selbst, d. h. alle Erscheinungen, die uns ihr Vorhandensein offenbaren, verschwinden, und das in der Röhre befindliche Gas kehrt auf seinen ursprünglichen Zustand wieder zurück.

Das Abnahmegesetz der Emanation wird von keinem der Umstände beeinflusst, die gewöhnlich die Eigenschaften der Materie beeinflussen. Dasselbe ist im besonderen unveränderlich, wenn die Temperatur zwischen -180^0 und $+450^0$ variiert. Dieser Umstand spricht gegen die Annahme, dass die das Vorhandensein der Emanation begleitenden Erscheinungen ihren Ursprung in einer den chemischen Reaktionen analogen Umwandlung hätten. Man kennt nämlich keinen chemischen Prozess, bei dem die Reaktionsgeschwindigkeit von der Temperatur in so weiten Grenzen unabhängig wäre. Es scheint daher, dass die Emanation etwas Ursprüngliches, die atomistische Form nicht besitzendes, ist, dessen Hauptkennzeichen in einer Aufsammlung von Energie in besonderer Form besteht.

1) Phil. Mag. 4, 569, 1902.

Der Ausdruck Emanation ist bequem und wird in den zahlreichen bedeutenden Arbeiten Herrn Rutherfords über induzierte Radioaktivität ständig angewandt. Ich will gleichfalls diesen Ausdruck benutzen, nur dass er für mich die radioaktive Energie in der besonderen Form, in der sie in Gasen und im Vakuum aufgespeichert ist, bezeichnet, deren Quelle in den radioaktiven Körpern liegt. Diese Energieform ist bei Radium durch die Zeitkonstante der Exponentialformel charakterisiert, nach der ihre Zerstreuung stattfindet. Die Radioaktivität der festen Wände stellt eine andere Form derselben radioaktiven Energie dar, die sich nach einem anderen Gesetz zerstreut.

Die augenblicklich bekannten experimentellen Thatsachen erlauben es, die früher von Herrn Debierne und mir [1]) aufgestellten Hypothesen, denen wir absichtlich eine sehr allgemeine Form gelassen hatten, weiter zu präzisieren.

Wir können uns denken, dass jedes Radiumatom nicht direkt Becquerelstrahlen aussendet, sondern wie eine Maschine funktioniert, die mit konstanter Leistung Energie in der speziellen, die Emanation kennzeichnenden Form hervorbringt. Diese wird ihrerseits in eine Energie anderer Art umgewandelt, die zu Trägern materielle Körper hat und sich schliesslich unter Erzeugung von Becquerelstrahlen zerstreut. Bei Radiumsalzen in festem Zustande kann die Emanation nur teilweise entweichen; sie sammelt sich im Salze an und verwandelt sich an Ort und Stelle in Strahlung. Falls das Salz aufgelöst und die Lösung in einem geschlossenen Gefässe enthalten ist, verbreitet sich die Emanation in dem Gefässe und ruft bei ihrer Zerstreuung die induzierte Radioaktivität der Wände hervor. In diesem Falle entsendet die Lösung und das darin enthaltene Radium fast keine Becquerelstrahlen mehr; die Strahlung ist exterriorisiert, sie ist gewissermassen auf die Wände des Gefässes übergetragen. Wenn man eine Lösung eines Radiumsalzes an der freien Luft lässt, so dass sie kaum radioaktiv ist, und zur Trockenheit verdampft, so erscheint das Salz zuerst wenig aktiv und sendet wenig Strahlen aus; es nimmt jedoch wieder Radioaktivität an, zunächst

1) Comptes Rendus, 29. Juli 1901.



schnell und später langsam, und nach Verlauf von einigen Monaten hat es eine Grenzaktivität angenommen. Man kann annehmen, dass die durch das Radium erzeugte Emanation sich im Salz entwickelt und zu gleicher Zeit sich in der Form von Strahlung zerstreut. Da die Erzeugung zunächst schneller als die Zerstreuung geht, so sammelt die Emanation sich im Körper an und nimmt die Strahlung fortwährend zu. Das Gleichgewicht wird dann erreicht, wenn die durch das Radium erfolgende Erzeugung gerade dazu ausreicht, das zu liefern, was sich durch die Strahlung zerstreut.

Eine an und für sich wichtige Frage, die noch aufzuklären ist, ist es, was den Träger der die Emanation bildenden Energie darstellt. Man kann trotz der im vorausgehenden gemachten Einwendungen mit Herrn Rutherford annehmen, dass das Radium ein Gas in atomistischer gewöhnlicher Form aussendet, das als Träger der Emanation dient. Man kann auch diese Rolle des Emanationsträgers dem Gas zuschreiben, das notwendigerweise in dem Raume vorhanden ist, wo sie verbreitet ist. Es ist aber dann schwer zu verstehen, warum die Natur des Gases, sein Druck und seine Temperatur auf die Eigenschaften der Emanation keinen Einfluss haben. Eine dritte Hypothese bleibt noch übrig, die in der Annahme bestünde, dass die Emanation als Träger nicht die gewöhnliche Materie hat, und dass sich zwischen den Molekülen des Gases Kondensationscentren für Energie befinden, die von ihm mitgenommen werden können. Die experimentellen Thatsachen sind noch nicht ausreichend, um sich für die eine oder andere Anschauung zu entscheiden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 30. Januar 1903.)

Bewirken radioaktive Substanzen eine Absorption von Gravitationsenergie?

Von Carl Forch.

Die schon von anderer Seite ausgesprochene Vermutung, dass „die von den radioaktiven Substanzen ausgegebene Energie durch Aufnahme von Gravitationsenergie ersetzt würde", versuchte R. Geigel[1]) experimentell zu begründen. Da das von demselben angegebene Zahlenmaterial insofern wenig beweiskräftig erscheint, als die wahrscheinlichen Fehler einer einzelnen Wägung die Gewichtsdifferenz erreichen, welche durch die Absorption von Gravitationsenergie in einer etwa 3 mm dicken Schicht radioaktiver Substanz erfolgen soll, so wurden die Versuche unter etwas veränderten Verhältnissen wiederholt. Während Geigel eine Bleikugel von 6,5 gr benutzte, befestigte ich auf jeder Seite der Wage eine Bleimasse von je 96 gr, brachte die radioaktive Substanz abwechselnd unter jedes der beiden Bleistücke und benutzte eine Wage, welche für 1 mgr 5—6 Skalenteile statt 2,7 Skalenteile bei G. gab. Es hätte also bei meinen Wägungen unter im übrigen gleichen Verhältnissen, wenn wirklich eine Absorption von Gravitationsenergie erfolgte, das 40—50 fache des von Geigel beobachteten Skalenausschlages beim Umsetzen der radioaktiven Substanz von rechts nach links auftreten müssen.

Die benutzte radioaktive Substanz, welche Herr Prof. Dr. W. Staedel aus der Sammlung des hiesigen chemischen Institutes zur Verfügung zu stellen die Liebenswürdigkeit hatte, befand sich in Glasröhrchen eingeschlossen. Durch entsprechende Gruppierung derselben konnte eine Schicht von über 20 cm^2 und 3—6 mm Dicke hergestellt werden. Das Blei war etwa 15 mm über der Schicht angebracht. Die radioaktive Substanz (von de Haën) entlud in 26—30 Sekunden ein Elektroskop, das in nicht ionisierter atmosphärischer Luft nach $1\frac{1}{2}$ Stunden von annähernd der gleichen Ladung noch einen ziemlichen Ausschlag zeigte. Hatte die Substanz einige Zeit im Elektroskop gestanden, so erfolgte die Entladung, nachdem die Substanz entfernt war, in etwa 2 Minuten. Sie dürfte also von annähernd gleicher Radioaktivität wie die von Geigel benutzte gewesen sein.

Um den Einfluss der schwankenden Zimmertemperatur während der Wägungen eliminieren zu können, wurde unmittelbar vor Beginn derselben die Heizung des Zimmers abgestellt, so dass man einen einseitigen Gang der Temperatur voraussetzen konnte. Die Wage wurde mit einem Fernrohr abgelesen, die Beleuchtung der Skala erfolgte aus $1\frac{1}{4}$ m Abstand durch Glühlampen, welche während der ganzen Beobachtungsreihe brannten. Die Beobachtungen erfolgten in der Weise, dass 2 mal je 5 Umkehrpunkte (einmal rechts, einmal links beginnend) abgelesen wurden, alsdann wurde die Substanz unter die andere Bleimasse gebracht und wieder 2 mal 5 Umkehrpunkte beobachtet, hierauf wieder in der ersten Stellung u. s. w. In der ganzen Zeit wurde die Wage nicht arretiert.

Nachstehend sind 2 an aufeinanderfolgenden Tagen beobachtete Messreihen wiedergegeben.

1) R. Geigel, Ann. d. Phys. 10, 429. 1903.



Radioaktive Substanz befindet sich:

	links	rechts
Einstellung der Wage	10,94	
		10,74
	10,59	
		10,52
	10,44	
		10,34
	—	—
		10,83
	10,84	
		10,85
	10,90	
		10,81
	10.79	

Nimmt man in beiden Reihen aus je 2 Beobachtungen der einen Seite das Mittel und zieht davon die zeitlich zwischen beiden liegende Beobachtung der anderen Seite ab, so eliminiert man die aus dem Temperaturgang resultierenden Nullpunktsänderungen. Es ergeben sich dann folgende Differenzen:

Links — Rechts

+ 0,02 — 0,04 + 0,00 + 0,01 Skalenteile
+ 0,00 + 0,02 + 0,07 + 0,03 „ ,

im Mittel + 0,02 Skalenteile, oder in Gewicht ausgedrückt etwa $^1/_{250}$ mgr, das ist aber relativ zur Masse eines Bleistückes rund $^1/_{25\,000\,000}$. — Es erscheint also durch die vorliegenden Versuche als erwiesen, dass — wenigstens durch die hier benutzte radioaktive Substanz — keine Absorption von Gravitationsenergie erfolgt, welche die erwähnte Grenze von $^1/_{25\,000\,000}$ übersteigt.

Darmstadt, Physikal. Institut der techn. Hochschule.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

Eine Bemerkung zur Arbeit des Herrn R. Geigel: Über Absorption von Gravitationsenergie etc.

Von Gottlieb Kučera.

Unter obigem Titel veröffentlichte Herr Geigel im Februarheft der „Annalen der Physik" eine experimentelle Arbeit[1]), in welcher er darzuthun versucht, dass eine kleine Bleikugel durch Bestrahlung mit radioaktiven Substanzen scheinbar leichter wird, was durch die Absorption der Gravitationsenergie durch die aktive Substanz erklärt wird. Bei den Versuchen war die Bleikugel (6,5 g schwer) an einem Arm einer Wage aufgehängt; unterhalb von ihr befand sich, aufgehäuft in Glascylinderchen von wechselndem Radius und Höhe, 1 Gramm der radioaktiven Substanz von de Haën, welche die von der Erdkugel kommenden Gravitationsstrahlen absorbieren sollte. Aus seinen Beobachtungsresultaten berechnet Herr Geigel einen „Schwächungskoeffizienten" für diese Gravitationsstrahlen, und zwar überlegt er folgendermassen (l. c., S. 433):

„Wir betrachten das Bleikügelchen als Punkt an der Oberfläche der Erde, und denken uns von diesem aus nach allen Richtungen Strahlen in die Erde gezogen, die mit der Senkrechten, also mit dem Erddurchmesser den Winkel α bilden, der von 0^0—90^0 variiert. In der Richtung jeder solchen Sehne wirkt eine Masse, die proportional mit der Länge der Sehne und, d a w i r d i e M a s s e i m S c h w e r p u n k t e d e r S e h n e d e n k e n k ö n n e n[1]), eine Kraft, die umgekehrt proportional dem Quadrat der Sehnenlänge, zusammen also umgekehrt proportional der Länge der Sehne ist. Von dieser kommt die Vertikalkomponente in Betracht, welche dem $\cos\alpha$ proportional ist. Da aber die Länge der Sehne selbst proportional mit $\cos\alpha$ ist, so ist die Vertikalkomponente jeder solchen Sehne konstant. So kann also die Summierung aller dieser Vertikalkomponenten erfolgen, indem man sie alle als gleichlang betrachtet und vom Bleikügelchen aus nach allen Seiten von $\alpha = 0^0$ bis $\alpha = 90^0$ angeordnet, d. h. eine Halbkugel vom doppelten Erdradius erfüllend, in deren Mittelpunkt das Bleikügelchen ist."

Diese Überlegung erweist sich nicht als stichhaltig; um über ein räumliches Gebilde integrieren zu können, muss man als Integrationselemente räumliche Gebilde benutzen. Die unterstrichene Annahme entbehrt jeder Begründung. Der richtige analoge Weg wäre folgender:

Auf das im Punkte A der Erdoberfläche befindliche Bleikügelchen (Masse = 1) wirkt das in der Richtung α gelegene Volumelement $dm = s \cdot d\alpha \cdot ds \cdot s \cdot \sin\alpha \cdot d\varphi$ mit der Anziehungskraft $\frac{dm}{s^2} = \sin\alpha\, d\alpha \cdot ds \cdot d\varphi$ und die ganze in dieser Richtung liegende Pyramide (von A bis C) mit der Kraft

$$\sin\alpha \cdot d\alpha\, d\varphi \int_0^{2R\cos\alpha} ds = 2R \cdot \cos\alpha \cdot \sin\alpha\, d\alpha \cdot d\varphi.$$

Dabei ist der Einfachheit halber die Dichte der Erdkugel gleich Eins gesetzt; R ist der Erdradius. Die übrigen Bezeichnungen sind wohl aus der Figur leicht ersichtlich.

Die in A vertikal herunter wirkende Komponente dieser Kraft ist

$$2\,R \cdot \cos^2\alpha \cdot \sin\alpha \cdot d\alpha \cdot d\varphi,$$

also nicht von α unabhängig, wie Herr Geigel annimmt. Durch weitere Integration bekommen wir für die Wirkung der ganzen Erdkugel

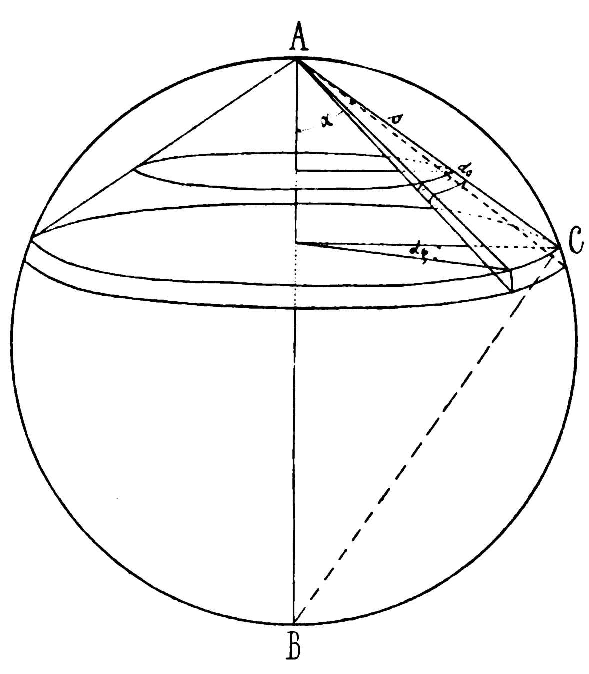
1) Robert Geigel, Ann. der Phys. 10, 429 bis 435, 1903.

1) Von mir unterstrichen.

$$2R\cdot\int_0^{2\pi} d\varphi\int_0^{\frac{\pi}{4}} \cos^2\alpha\cdot\sin\alpha\cdot d\alpha=\tfrac{4}{3}\pi R$$

wie bekanntlich sein muss; nach den Annahmen des Herrn Geigel wäre die ganze Wirkung fälschlich R^3 proportional. Für die Wirkung eines kegelförmigen Ausschnittes vom Winkel α bei A ergiebt sich

$$4\pi\cdot R\cdot\int_0^{\alpha} \cos^2\alpha\cdot\sin\alpha\cdot d\alpha=\tfrac{4}{3}\pi R(1-\cos^3\alpha).$$



Die vertikale Wirkung dieses Ausschnittes verhält sich zur Wirkung der ganzen Kugel wie $(1-\cos^3\alpha):1$, wogegen Herr Geigel das Verhältnis gleich $(1-\cos\alpha):1$ ansetzt. Dieser unrichtige Ansatz zieht sich durch die ganze weitere Rechnung und modifiziert auch den numerischen Wert der Schwächungskoeffizienten.

Übrigens trägt diese weitere Rechnung überhaupt den Charakter einer ersten Annäherung, da bei exakter mathematischer Behandlung des Problems die Bleikugel, welche einen Durchmesser von ca. 1 cm hatte, kaum als punktförmig gegenüber einer in der Entfernung von ungefähr 4 cm liegenden Kreisfläche von einem Durchmesser von 1,9 oder sogar 0,7 cm. wird aufgefasst werden können.

Darmstadt, Physikalisches Institut der techn. Hochschule.

(Eingegangen 9. Februar 1903.)

Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel.[1]

Von E. Lecher.

Für das Verständnis der drahtlosen Telegraphie bietet die Thatsache Schwierigkeit, dass die Ätherwellen über weite Strecken hinweg trotz der Krümmung der Erdkugel an das Ziel gelangen. Ich habe im vorigen Jahre[2]) die Möglichkeit einer Erklärung angedeutet, welche darauf beruht, dass die Wellen genau so über die leitende Erdoberfläche hinwegstreichen, wie bei bekannten und vielfach variierten Versuchen längs eines leitenden Drahtes. Damals waren aber erst Erfolge über Distanzen von etwa 300 km bekannt, und es wären immerhin auch andere Erklärungsversuche nicht abzuweisen gewesen. Heute aber, da Marconi wirklich Zeichen über den Atlantischen Ozean hinübersendet, scheint mir meine Darstellung als die beste, um ein Verständnis der hierbei auftretenden elektrischen Vorgänge zu gewinnen.

Darum möchte ich mir erlauben, nochmals die schon angegebene Idee in einer dem Wesen nach identischen, aber sehr vereinfachten und gemeinfasslichen Form vorzubringen.

Sicher ist schon oft im stillen die Frage überlegt worden, ob es nicht möglich wäre, durch künstliche Elektrisierung der Erdkugel telegraphische Zeichen in entfernten Orten zu erzeugen. Dabei stellt sich wohl rasch die Schwierigkeit, wo nicht Unmöglichkeit eines derartigen Unterfangens heraus. Ist doch zunächst kaum erfindlich, wie ein dauernder Anstieg des Erdpotentials um einige Volts bemerkt werden könnte, selbst wenn das viel schwierigere Problem einer künstlichen Elektrisierung gelöst würde. Zu letzterem Zwecke liessen sich ja nicht unschwer Kondensatoren herstellen, deren Kapazität zu der der Erde in keinem allzu kleinen Verhältnisse stünden. Die Ladung, die solche Kondensatoren fassen, würde über die ganze Erdoberfläche verteilt, auch das Potential der Erde heben, wenn nur nicht in jedem Kondensator gleichzeitig positive und negative Elektrizität vorhanden wäre, wobei es ganz unmöglich ist, die nicht zur Ladung verwendete Elektrizitätsart wegzuschaffen. Es ginge leicht, wenn man diese Elektrizität sehr weit von der Erde wegleiten könnte, etwa zum Monde hinauf.

Das geschieht nun aber in gewissem Sinne bei der drahtlosen Telegraphie. Man schickt in einem vertikalen Geberdrahte die eine Elektrizitätsart wirklich weg von der Erde — sie tritt ihre Reise nach aufwärts an — bevor sie

1) Auszug eines Vortrages, gehalten am 31. Jan. 1903 in der „deutschen mathematischen Gesellschaft in Prag".

2) Diese Zeitschrift 3, 273, 1902.



aber noch eine kleine Strecke, etwa 50 m oder mehr, in dem Leiter emporgeeilt, wird sie wieder zurückgeholt und so fort.

Jede Antenne ist geerdet, sei es nun direkt oder durch Vermittlung eines Kondensators. Dadurch wird die Erde an dieser Stelle (z. B. in England) durch die Schwingung in diesem langen vertikalen Drahte in einem regelmässigen Tempo abwechselnd positiv und negativ geladen. Und diese Ladungen pflanzen sich nun an der Erdoberfläche fort, genau so wie Wasserwellen an der Oberfläche des Wassers. So werden dann die Fusspunkte der Auffang-Antennen (in Amerika) abwechselnd mit positiver und negativer Ladung versehen, wodurch in denselben die auf den Kohärer wirkende Schwingung entstehen muss. [1])

Zum Verständnis dieser Erscheinung bedarf es weder der Diskussion des Äthers, noch der Ätherwellen, ja man hätte die Sache vielleicht sogar ohne Hertz und Maxwell finden können.

Dass diese abwechselnden Ladungen der einzelnen Oberflächenstellen von vertikalen Schwingungen im Dielektrikum begleitet sind, dass die Hertzschen Ätherwellen zustande kommen, ist ja selbstverständlich, aber nach dieser Anschauungsweise — wie ich fast sagen möchte — Nebensache.

Die eben dargestellte, ob ihrer Einfachheit und Anschaulichkeit so ungemein verlockende Auffassung ergiebt auch die Möglichkeit, in technischer Beziehung den einen oder anderen Versuch zu wagen. Denken wir uns z. B. zwei Punkte a und b an der Erdoberfläche so, dass die Richtung ab genau gegen die Geber-Antenne geht. Dann wird, wenn die Strecke ab gleich einer halben Wellenlänge ist, a und b im richtigen Schwingungstempo abwechselnd positiv und negativ geladen werden. Es seien a und b zwei grössere horizontale Metallplatten, welche diese Ladungen auffangen. Ein diese Punkte a und b verbindender horizontaler Draht wird dann von elektrischen Schwingungen überströmt sein. [2])

Ein derartiger Versuch wäre nicht nur von Interesse dafür, ob meine Vorstellungsweise der Wahrheit entspricht oder nicht, die Sache hätte auch technische Vorteile, falls ein Auffangen der elektrischen Wellen in dieser Weise möglich wäre. Der Draht ab wird nämlich nur dann ansprechen, wenn er genau in der Richtung gegen die Geberstation liegt; nicht aber, wenn Wellen schief oder gar senkrecht auf ab auffallen, in letzterem Falle würden ja die Endplatten a und b stets gleichnamig elektrisch und absolut ohne jede Wirkung bleiben.

In ähnlicher Weise liesse sich unschwer noch manche andere Anordnung angeben, deren Anführung hier wohl zu weit führen dürfte. Jedenfalls wären aber derartige Versuche sehr dankenswert, denn nur sie können darüber Aufschluss geben, wie stark die Absorption solcher wellenförmig forteilenden elektrischen Ladungen an Land- oder Meeresflächen ist. Die Absorption durch Wasser scheint nun für so lange Wellen von 100 m und mehr eine sehr geringe zu sein, und das spricht für die Wahrscheinlichkeit der ausgesprochenen Hypothese.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

1) Dadurch erscheint auch verständlich, warum Marconi seine Drähte käfigartig in Form einer Pyramide spannt, deren Spitze unten auf der Erde aufsteht.

2) Die Verlangsamung der Schwingung durch die angehängten Metallmassen a und b wird vielleicht zu etwas komplizierteren Anordnungen zwingen. Man errichtet z. B. in a und b vertikale Antennen, und verbindet deren Spitzen durch einen horizontalen gegen die Geberantennen gerichteten Querdraht.

Druckbeobachtungen am Quecksilberlichtbogen.

Von J. Stark und M. Reich.

1. Manometer an Elektrode. — Der Quecksilberlichtbogen kann zwischen Quecksilberelektroden in einem gashaltigen und in einem gasfreien Raume hergestellt werden; in den nachstehenden Versuchen war der Druck des Restgases im Lichtbogengefäss kleiner als 0,005 mm. Der Quecksilberbogen kann ferner in einer Röhre [1]) ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1) oder in einer Röhre mit Kondensationsgefäss K (Fig. 2) brennen.

Der Träger des elektrischen Stromes ist beim Quecksilberlichtbogen der aus den Elektroden entwickelte Quecksilberdampf bezw. die aus ihm gebildeten Ionen. Der Druck des Quecksilberdampfes lässt sich auf folgende Weise bestimmen. Man setzt an die Elektrodenpartie der Lichtbogenröhre ein enges, gut zu evakuierendes Manometerrohr M_a, M_k an, wie es Fig. 1 und 2 zeigt; man beobachtet, sei es mit dem Kathetometer, sei es an einer angeklebten Papierskala, die Einstellung der Manometerkuppe, wenn der Lichtbogen brennt und darauf wenn die Röhre kalt ist; die Differenz der Einstellungen giebt dann den Druck des Quecksilberdampfes kurz vor Unterbrechung des Lichtbogens. Hierbei darf aber nicht nach der Unterbrechung Quecksilber nach der Elektrode aus der Röhre zurücktropfen.

Das vorstehende Verfahren hat folgende Resultate geliefert. Schliesst man den Quecksilberlichtbogen in einer Röhre ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1), so steigt der

1) Die gebrauchten Röhren wurden von der Glasbläserei Mittelbach in Göttingen hergestellt.



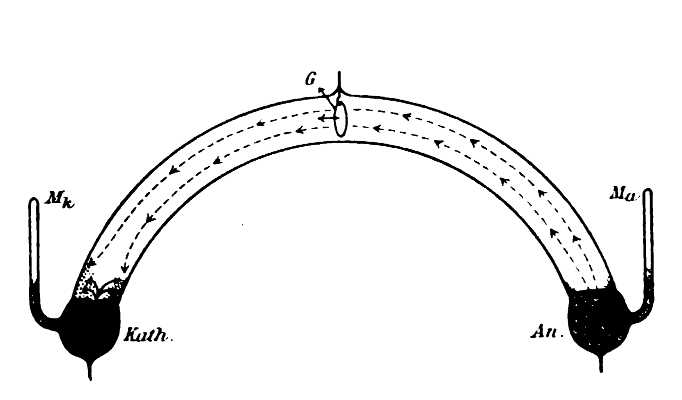


Fig. 1.

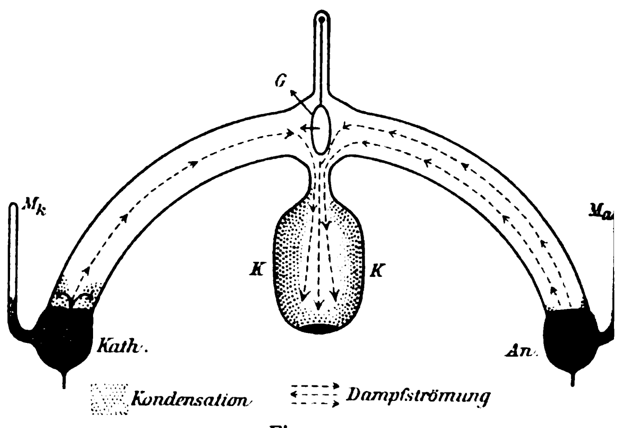


Fig. 2.

Dampfdruck in den ersten zwei Minuten langsam. Ist die Glasröhre so heiss geworden, dass kleine Quecksilbertröpfchen auf der Innenseite verdampfen, so steigt der Druck rasch von etwa 2 bis 10 mm; gleichzeitig sinkt die Stromstärke und steigt die Elektrodenspannung des Lichtbogens. Von da ab steigt der Dampfdruck wieder langsamer bis etwa 15 mm, und hält man die Röhre weiter in Betrieb, so wird sie schliesslich so heiss, dass sie an einer Stelle weich und eingedrückt wird. Hält man die Stromstärke durch Erniedrigung des äusseren Widerstandes konstant, so steigt der Dampfdruck von 10 mm rasch an, und die Röhre geht in kurzer Zeit zu Grunde.

Ist die Röhre (Fig. 2) mit einem Kondensationsgefäss *K* versehen, so steigt nach Stromschluss der Dampfdruck in den ersten 2 Minuten langsam bis zu 2—5 mm an, bleibt aber dann auf einem stationären Werte stehen. Sowie dieser erreicht ist, ändern sich Stromstärke und Elektrodenspannung des Lichtbogens nicht mehr.

Es liegt auf der Hand, dass der Dampfdruck im stationären Zustand abhängt von der Temperatur in der Umgebung der Lampe. Hieraus erklärt sich die von Hewitt und von Recklinghausen[1]) gefundene Abhängigkeit der Charakteristik einer Quecksilberdampflampe von der Aussentemperatur. Je niedriger die Aussentemperatur und je grösser das Kondensationsgefäss ist, desto niedriger ist unter sonst gleichen Umständen der Dampfdruck. Der stationäre Wert des Dampfdruckes hängt ab von der Temperatur sämtlicher mit dem Dampfe in Berührung befindlicher Teile der Röhre; da diese Temperatur erst einige Minuten nach Änderung der Stromstärke konstant wird, so erhält man stationäre Werte der Charakteristik (Stromstärke und Elektrodenspannung) erst nach dieser Zeit.

1) M. von Recklinghausen, Elektrot. Zeitschr. 1902, Heft 23.

2. Druck auf Anode und Kathode. — Man kann die Anode und die Kathode des Quecksilberlichtbogens mit einem Manometer versehen (Fig. 1 und 2) und deren Angaben miteinander vergleichen; hierbei müssen Anode und Kathode in Bezug auf Querschnitt und Quecksilbermenge kongruent sein; auch darf kondensiertes Quecksilber nicht vorzugsweise zu einer Elektrode zurücktropfen; am besten lässt man überhaupt kein Quecksilber zurücktropfen, indem man wie in Fig. 2 das Kondensationsgefäss unten anbringt.

Bei Beachtung der vorstehenden Vorsichtsmassregeln ergab das kathodische Manometer nahezu dieselbe Einstellungsdifferenz (heiss—kalt) wie das anodische. In einer Reihe von Beobachtungen zeigte sich eine kleine einige 0,1 mm grosse Differenz der Angaben der zwei Manometer; diese bedarf noch der genaueren Untersuchung.

Bei Vernachlässigung der Kapillarwirkung dürfen wir die Einstellungsdifferenz der Manometerkuppe gleich dem Drucke des Quecksilberdampfes auf den höchsten Punkt der Elektrodenoberfläche setzen. Da grössere Druckdifferenzen durch Strömung sich sofort ausgleichen würden, so ist jener Druck auf den höchsten Punkt mit grosser Annäherung gleich dem Dampfdruck im Innern des Lichtbogens in einigen Centimetern Abstand von der Elektrodenoberfläche. Nach den Manometerbeobachtungen wäre demnach der Dampfdruck im Lichtbogen in der Nähe der Anode nicht viel verschieden von demjenigen in der Nähe der Kathode.

Nun darf man den Druck auf den höchsten Punkt der Elektrodenoberfläche oder kurz den Druck auf die Elektrode nicht allgemein identifizieren mit dem Drucke auf die Basis des elektrischen Stromes an der Elektrode. Es ist dies wohl an der Anode aber nicht an der Kathode erlaubt. An jener fällt nämlich die Strombasis im allgemeinen mit der Elektrodenoberfläche zusammen. An der Kathode ist dagegen, wie sich nachweisen

lässt, die Strombasis viel kleiner; die Stromdichte ist hier sehr gross. Bei drei Ampère Stromstärke ist die kathodische Strombasis nur etwa 2 mm^2 gross, durch den übrigen Teil der Kathodenoberfläche fliesst nur ein sehr schwacher Strom. Da, wo nun der elektrische Strom an der Kathode entspringt, ist eine 0,5 bis 3 mm messende Vertiefung in der Kathodenoberfläche wahrzunehmen (Fig. 1 und 2). Der Druck auf die kathodische Strombasis ist darum, ungerechnet den kapillaren Druck in der Vertiefung, um 0,5—3 mm grösser als derjenige auf den übrigen Teil der Kathodenoberfläche, darum auch grösser als derjenige auf die Anode und derjenige in der Lichtbogensäule.

Der Überdruck auf die kathodische Strombasis erklärt sich wahrscheinlich in folgender Weise. Nach Arons[1]) beträgt beim Quecksilberlichtbogen der Anodenfall etwa 7, der Kathodenfall etwa 5 Volt. Setzen wir die anodische Strombasis gleich 2 cm^2, die kathodische gleich 0,02 cm^2, die Stromstärke gleich 3 Ampère, so beträgt die Stromleistung für 1 cm^2 auf die kathodische Strombasis 750, auf die anodische 10,5 Watt. Wenn nun diese Stromleistung zum grösseren Teil in Joulesche Wärme verwandelt wird, so muss an der kathodischen Strombasis eine intensivere Verdampfung als an der anodischen Basis statthaben. Es muss aus der kathodischen Strombasis ein Quecksilberdampfstrahl hervorbrechen, der auf das flüssige Quecksilber einen Reaktionsdruck (jene Vertiefung) ausübt. In der That sitzt auf der kathodischen Strombasis ein dünner, nach oben sich erweiternder kometenartiger hellleuchtender Schweif.

3. Dampfströmung von Anode zur Kathode. — In einer Quecksilberdampfröhre sei in symmetrischer Lage (Fig. 1 und 2) quer zur Röhrenachse ein kreisförmiges Glimmerblatt G in einigen Millimetern Randabstand von der Röhrenwand leicht beweglich aufgehängt. Erhitzt man bei offenem Strome die Kathode von aussen mittels eines Bunsenbrenners, so wird das Glimmerblatt nach der Anode zu abgelenkt; erhitzt man die Anode, so wird das Blatt nach der Kathode zu gedreht. Über der erhitzten Elektrode stellt sich nämlich ein höherer Druck des Quecksilberdampfes her als über der anderen kälteren Elektrode. Infolge dieser Druckdifferenz gerät der Dampf in Strömung und bläst das Blatt nach der kälteren Elektrode.

Stellt man in einer so hergerichteten Röhre den Lichtbogen her, so wird das Glimmerblatt kurze Zeit nach Stromschluss in der Richtung Anode-Kathode abgelenkt. Indem man die kathodische Seite der Röhre von aussen erhitzt, kann man das Blatt in seine alte Lage und darüber hinaus zurücktreiben; sowie man aber das Erhitzen von aussen einstellt, lenkt es der elektrische Strom wieder nach der Kathode ab. Diese Ablenkung tritt in einer Röhre ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1) und ebenso in einer Röhre mit Kondensationsgefäss (Fig. 2) auf; wird Glimmer durch Platin ersetzt, so ist keine Änderung im qualitativen und quantitativen Verlauf der Erscheinung wahrzunehmen.

Es ist wahrscheinlich, dass die beobachtete Ablenkung dadurch hervorgebracht wird, dass im Quecksilberlichtbogen Dampf in der Richtung Anode-Kathode strömt. Ist diese Erklärung richtig, so gilt folgendes. In der Säule des Quecksilberlichtbogens ist der Dampfdruck im anodischen Teile grösser als im kathodischen Teile; verfeinerte Manometerbeobachtungen müssen unter der Berücksichtigung Kapillarwirkung einen etwas grösseren Druck auf die Anode als auf die Kathode (nicht Strombasis) ergeben.

Bemerkt sei noch, dass unmittelbar an der Oberfläche des Glimmerblattes auf der zur Anode schauenden Seite das Leuchten des Dampfes intensiver ist als auf der kathodischen Seite, insbesondere unmittelbar vor der Ablenkung.

4. Verdampfung und Kondensation an den Elektroden. — Hält man eine Quecksilberdampfröhre ohne Kondensationsgefäss (Fig. 1) längere Zeit in Betrieb, so beobachtet man eine Zunahme der Menge des kathodischen Quecksilbers, eine Abnahme des anodischen. Mag an dieser Überführung von Masse von der Anode zur Kathode auch die elektrolytische Wirkung der elektrischen Strömung beteiligt sein, so dürfte sie doch in erster Linie durch die Strömung neutralen Quecksilberdampfes in der Richtung Anode-Kathode bedingt sein; hierfür spricht die oben behandelte Ablenkung des Glimmerblattes.

Stellt man den gleichen Versuch an einer Röhre an, die ein nach oben geöffnetes Kondensationsgefäss (Fig. 2) besitzt, so beobachtet man sowohl eine Abnahme der anodischen wie der kathodischen Quecksilbermenge; nur ist diese Abnahme an der Anode beträchtlich grösser als an der Kathode. Diese Erscheinung erklärt sich daraus, dass in das Kondensationsgefäss, wo der Dampfdruck klein ist, sowohl von der Anode wie von der Kathode her Dampf strömt, nur von jener her mit grösserer Stärke, da an ihr ein grösserer Überdruck als an der Kathode vorhanden ist.

Die Erscheinung, dass die Anode mehr Quecksilber verliert als die Kathode oder deren Menge sogar vergrössert, hat zwei Gründe. Erstens ist die Stromleistung an der Anode grösser als an der Kathode, da dort der

1) L. Arons, Wied. Ann. **56**, 78, 1896.

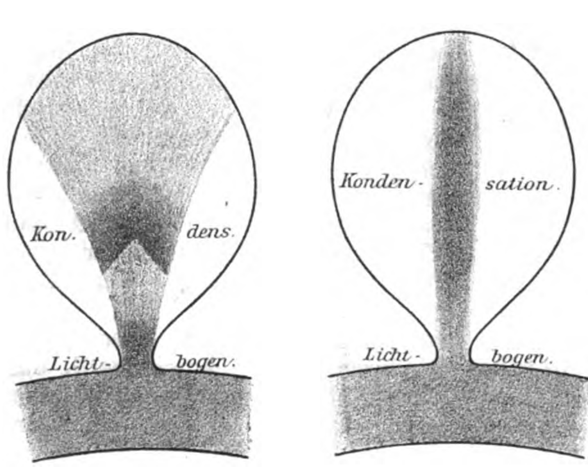


Fig. 3. Fig. 4.

Spannungsabfall grösser ist als hier. Zweitens ist das Kondensationsgebiet an der Kathode grösser als an der Anode. Verdampfung findet nämlich an jeder Elektrode nur in der Mitte der Strombasis statt; am Rande der Elektrodenoberfläche in der Nähe der daüber aufsteigenden Glaswand ist dagegen infolge der Abkühlung durch die Umgebung und das flüssige Quecksilber eine niedrigere Temperatur vorhanden, als an denjenigen Teilen der Röhre, welche von Stromlinien der Lichtsäule berührt und erwärmt werden. In diesen niedriger temperierten Teilen in der Nähe der Elektroden hat darum Kondensation von Quecksilberdampf statt, wie man an den kleinen sich absetzenden Quecksilbertröpfchen direkt beobachten kann. Dieses Kondensationsgebiet hat an der Kathode grösseren Querschnitt und grössere Höhe als an der Anode, da an der Kathode auf einen beträchtlichen Abstand von der Oberfläche der Querschnitt der heissen Strombahn kleiner ist als an der Anode (vergl. Fig. 3). So findet in der kathodischen Strombasis wohl eine heftige Verdampfung statt, unmittelbar daneben aber vollzieht sich in einem beträchtlichen Volumen Kondensation. Die eigenartige Strömung des neutralen Quecksilberdampfes, die nach den mitgeteilten Beobachtungen in Quecksilberdampfröhren ohne und mit Kondensationsgefäss statthat, ist in Fig. 1 und 2 durch gestrichelte Linien angedeutet.

5. Leuchtender Dampfstrahl aus dem Quecksilberlichtbogen. — Entsprechend der niedrigen Temperatur ist in dem Kondensationsgefäss ein niedrigerer Druck als in der mit ihm kommunizierenden Lichtbogensäule vorhanden. Macht man die Öffnung des Kondensationsgefässes nach der Strombahn des Lichtbogens eng, so kann sich eine beträchtliche Differenz des Dampfdruckes zwischen hier und dort herstellen. Diese Druckdifferenz veranlasst eine Strömung von Quecksilberdampf aus der Lichtbogensäule heraus in das Kondensationsgefäss hinein (vergl. Fig. 2).

Das Auffallende ist nun, dass der in das Kondensationsgefäss eintretende Dampfstrom dem Auge direkt sichtbar ist; er sendet nämlich Licht aus. Dieses Licht besitzt, verglichen mit dem Lichte des Lichtbogens, einen rötlichen Ton. Vergleicht man beide Lichtarten mittels des Spektroskopes, so findet man in beiden die gleichen Spektrallinien; indessen besitzen die gelben und grünen Linien verglichen mit den blauen im Dampfstrom eine grössere Intensität als im Lichtbogen selbst. Die Strahlung des Dampfstromes besitzt darum eine niedrigere Temperatur als der Lichtbogen; auf dem Wege in das kalte Kondensationsgefäss behält der im Lichtbogen hoch erhitzte Dampf noch eine so hohe Temperatur bei, dass er zu leuchten vermag.

Da der Druck im Quecksilberlichtbogen nach Stromschluss erst allmählich zu einem stationären Werte ansteigt, so nimmt die Druckdifferenz zwischen Lichtbogen und Kondensationsgefäss allmählich grössere Werte an. Demgemäss ändert sich allmählich der Charakter jenes Dampfstromes in das Kondensationsgefäss. Bei kleiner Druckdifferenz füllt der Dampfstrom mit mattem Lichte den ganzen Raum des Kondensationsgefässes aus. Mit wachsender Druckdifferenz zieht sich der Querschnitt des Dampfstromes zusammen; es tritt Strahlbildung ein und zwar zeigt der Strahl zwei bis drei leuchtende Schichten mit dunkleren Zwischenräumen (Fig. 3). Bei noch grösserer Druckdifferenz verschwinden die Schichten und der Strahl wird cylindrisch (Fig. 4).

Bläst der Quecksilberdampfstrahl nach oben, so verhindert er kleine Quecksilbertröpfchen am Durchfallen durch den Mund des Kondensationsgefässes in die Röhre; bläst er nach unten (Fig. 2) auf eine Quecksilberfläche, so drückt er in diese eine Vertiefung.

Göttingen, Januar 1903.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

REFERATE.



Physikalische Chemie.

Besorgt von Prof. Dr. G. C. Schmidt.



E. Rutherford und F. Soddy, Die Ursache und Natur der Radioaktivität. (Zeitschrift physik. Ch. **42**, p. 81—109, 1902).

Bekanntlich sendet Thor Strahlen aus, welche Gase ionisieren, photographische Platten schwärzen und in allen Körpern, mit denen sie in Berührung kommen, Radioaktivität erregen. Ein Stoff, der einige Zeit der Emanation ausgesetzt ist, verhält sich so, als ob er mit einer unsichtbaren Schicht eines intensiv aktiven Materials bedeckt ist. Das Emanationsvermögen der Thoriumverbindungen ist unabhängig von der umgebenden Atmosphäre, und die Aktivität, die durch Thor erregt ist, ist unabhängig von der Natur der Substanz, auf die die Emanation wirkt. Diese Eigentümlichkeiten machen es wahrscheinlich, dass die oben beschriebenen Erscheinungen durch kleine Mengen besonderer Stoffarten bewirkt werden, die radioaktiv sind und von den Thorverbindungen hervorgebracht werden.

Die vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um womöglich diese neuen Stoffe zu isolieren und ihre chemischen Eigenschaften festzustellen.

Thoriumnitrat wurde mit Ammoniak versetzt, das gefällte Thorhydroxyd zeigte ein sehr niedriges Emanationsvermögen, während das eingedampfte Filtrat, welches nur Spuren von Thor enthielt, ausserordentlich aktiv war; die Verf. nennen es *Th X*. Auch noch auf einem anderen Wege gelang es, diesen neuen Körper zu isolieren. Thorerde wurde wiederholt mit Wasser ausgewaschen. In dem filtrierten Waschwasser setzten sich beim Konzentrieren kleine Mengen eines Niederschlags ab, dessen Aktivität von einer etwa tausendmal so grossen Stärke als die der ursprünglichen Probe war, während die Radioaktivität der ursprünglich verwandten Thorerde stark abgenommen hatte. Im Laufe der Zeit nimmt die Radioaktivität des *Th X* ab, während die des Thoriums, das durch Entfernung von *Th X* weniger aktiv gemacht worden ist, zunimmt. Die letztere Thatsache erklärt sich durch die Annahme, dass aus dem Thorium sich allmählich wieder *Th X* bildet, die erstere Erscheinung folgt aus dem Energiegesetz. In den gewöhnlichen Thorpräparaten wird der zeitliche Abfall der Radioaktivität durch die kontinuierliche Neubildung von frischem aktiven Material kompensiert. Die Veränderung, bei der dieses Material entsteht, muss chemischer Natur sein, denn die Produkte des Vorgangs unterscheiden sich in ihren chemischen Eigenschaften von dem Thorium, aus welchem sie gebildet werden. Wie schon aus der Trennungsmethode hervorgeht, wird *Th X* z. B. durch Ammoniak nicht gefällt, wohl aber Thorium. Die Aktivität von *Th X* wird nicht beeinflusst durch Glühen, Lösen, chemische Mittel u. s. w. Das *Th X* wirkt auf das umgebende Material radioaktivierend; ungefähr 21 Proz. der gesamten Aktivität sind unter gewöhnlichen Bedingungen auf diese Quelle zurückzuführen. Der zeitliche Verlauf derselben und andere Gründe machen es wahrscheinlich, dass diese Aktivität dieselbe ist wie die durch Thoriumemanation erregte Radioaktivität, die ihrerseits durch *Th X* hervorgebracht wird. Das Thorium, welches sowohl von *Th X* als auch von der erregten Radioaktivität befreit worden ist, besitzt eine Aktivität, die ungefähr 25 Proz. der ursprünglichen beträgt; unter diesen Betrag ist sie noch nicht herabgedrückt worden. Die rückständige Strahlung besteht ausschliesslich aus Strahlen, die durch ein magnetisches Feld nicht ablenkbar sind, während die beiden anderen Anteile sowohl ablenkbare wie nicht ablenkbare Strahlen enthalten. Wahrscheinlich ist diese rückständige Aktivität durch eine zweite, nicht thoriumartige Verbindung bedingt, die bei derselben Umsetzung wie *Th X* entsteht.

Da die radioaktiven Substanzen Kathodenstrahlen aussenden und gleichzeitig, wie aus dem Vorhergehenden hervorgeht, chemische Veränderungen erleiden, bei welchen neue Arten von Stoffen entstehen, so müssen diese Veränderungen innerhalb der Atome erfolgen und die radioaktiven Elemente müssen freiwillige Umwandlungen erfahren. Die bisherigen Erfahrungen, welche zeigen, dass die Geschwindigkeit dieser Reaktion von äusseren Bedingungen nicht beeinflusst wird, lässt erkennen, dass die fraglichen Veränderungen von verschiedenem Charakter sind, wie irgend welche, mit denen sich die Chemiker bisher beschäftigt haben. Es scheint, als ob es sich um Erscheinungen ausserhalb der Sphäre bekannter atomistischer Kräfte handelt. Die durch die Radioaktivität zur Wahrnehmung gebrachten Veränderungen sind, obgleich sie unwiderlegbar materieller und chemischer Natur sind, von anderer Grössenordnung als die gewöhnlichen chemischen Prozesse.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 13. November 1902.)



Elektrochemie.

Besorgt von Prof. Dr. A. Coehn.

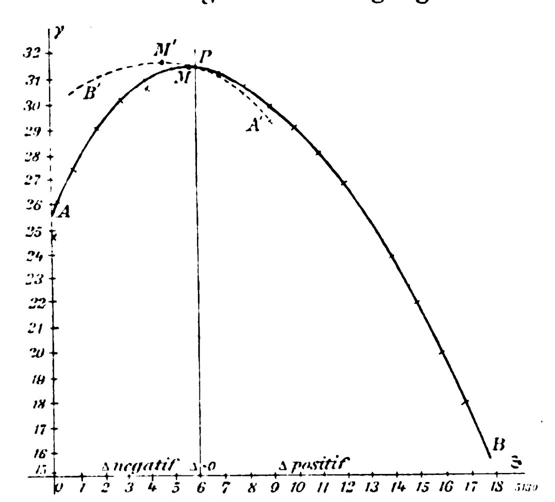
F. F. van Laar, Asymmetrie der Elektrokapillar-Kurve. (Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam, S. 753—769, 1902.)

Verfasser legt die Grundbegriffe der elektrochemischen Theorie des Kapillarelektrometers dar, wie diese von Nernst, Planck u. s. w. aufgestellt worden ist und die sich weit besser als Helmholtz' sogenannte Ladungsstromtheorie zur Darstellung der experimentellen Thatsachen eignet; hierauf führt er den Begriff der Elektro-Kapillarkurve ein, unter der er die Kurve versteht, welche die Oberflächenspannung γ des Quecksilbers ausdrückt als Funktion der Potentialdifferenz Δ an der kleinen Oberfläche, die durch die Gleichung gegeben ist

$$E = \Delta - \Delta_0,$$

wo E die eingeschaltete elektromotorische Kraft und Δ_0 den Anfangswert von Δ bedeutet.

Um die Gleichgewichtsbedingungen zwischen



Quecksilber und Lösung (in der Quecksilberionen vorhanden sind) zu bestimmen, wird der virtuelle Übergang eines $\overset{++}{Hg}{}^2$-Ions aus der Lösung durch die Grenzfläche hindurch nach dem Quecksilber betrachtet. Bei diesem Übergang hat man bisher den Veränderungen der Grenzfläche nicht gebührend Rechnung getragen. Sobald nämlich ein $\overset{++}{Hg}{}^2$-Ion die Lösung verlassen hat, geht ein überschüssiger $\overset{--}{SO}{}^4$-Ion (oder $\overset{-}{Cl}$-Ionen) an diese Grenzfläche, zugleich mit den im Quecksilber freiwerdenden positiven Elektronen.

van Laar zeigt nun, dass das Glied $\frac{\partial \varphi}{\partial \omega}$, welches die sich hieraus ergebende Veränderung der Oberflächenenergie ausdrückt, in die Gleichung der Elektrokapillar-Kurve die in der Figur dargestellte Symmetriestörung hineinbringt; die punktierten Linien geben die Fortsetzung beider Kurvenäste unter Voraussetzung vollständiger Symmetrie an. (Figur.)

Verfasser prüft seine theoretischen Ergebnisse an einer Versuchsreihe von Smith[1]) und knüpft daran folgende Schlussfolgerungen:

1. Die Oberflächenspannung wird als Funktion der Ladung der Doppelschicht nicht durch die Gleichung $\gamma = \varphi_0 - R\omega^2$ dargestellt, sondern durch die kompliziertere Beziehung
$$\gamma = \varphi_0 - A\omega - (R + \beta)\,\omega^2,$$
wo ω die Oberflächendichte der Ladung dieser Schicht bedeutet und R durch die Gleichung
$$R = -\frac{\Delta}{\omega}$$
gegeben ist.

2. Die Koeffizienten A und β, die einer negativen Ladung der Lösung entsprechen, sind nicht identisch mit ihren Werten für positives Δ (bei einer 0,10 normalen Lösung von KCl); $R + \beta$ ist vielmehr im ersten Falle mehr als doppelt so gross als im zweiten, und A ist im einen Falle negativ, im anderen positiv.

3. Deswegen besteht die Elektrokapillar-Kurve aus zwei gänzlich verschiedenen parabolischen Ästen, die für $\Delta = 0$ aneinanderstossen; der ansteigende Ast ist bedeutend steiler als der absteigende.

4. Der ansteigende Ast besitzt einen nicht notwendig mit $\Delta = 0$ zusammenfallenden Maximalpunkt; im vorliegenden Falle beträgt der Unterschied 40 Millivolt.

5. Alle bisher beobachteten Eigentümlichkeiten der Kurve erklären sich mit Leichtigkeit aus dem Gesagten.

6. Das Kapillarelektrometer eignet sich, wie man aus 4. ersieht, nicht zur genauen Bestimmung der Potentialdifferenz zwischen einem Metall und einem Elektrolyten.

1) Zeitschr. Phys. Chem. **32**, 460 und 467, 1900.

A. Gradenwitz.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)



Elektrotechnik.

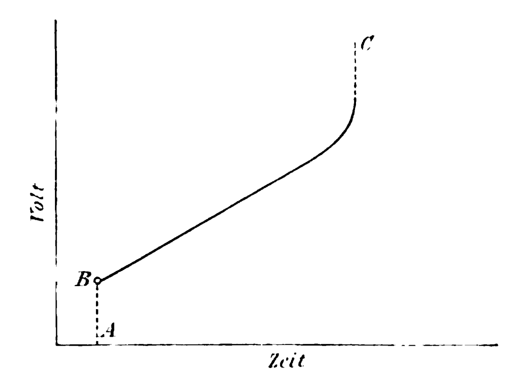
Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.

B. Mitkiewicz, Beitrag zum Studium der Symmetriestörungen von Wechselströmen. (Journ. Russ. Phys.-Chem. Ges. 34, 261. S. 17—29, 1902.)

Von der Ansicht ausgehend, dass die von einer Symmetriestörung des Wechselstromes begleiteten Vorgänge, die im Wehneltschen Unterbrecher und ähnlichen Apparaten stattfinden, denen analog sind, die man in dem einfacheren Falle des elektrischen Lichtbogens

beobachtet, untersucht Verfasser eingehender dessen Verhalten.

Die Versuche von Jamin und Maneuvrier, Blondel, Arons, Lang und anderen Physikern haben gezeigt, dass die geringste Asymmetrie der Elektroden, zwischen denen ein Wechselstromlichtbogen übergeht, von einer Symmetriestörung des Stromes begleitet ist. Mitkiewicz weist ganz besonders auf Blondels Untersuchungen hin, aus denen hervorgeht, dass man zwischen zwei verschiedenen Stadien unterscheiden muss: bei Lichtbögen, deren Länge unter einem Millimeter bleibt, tritt



nur eine ganz unbedeutende Dyssymmetrie auf, die jedoch für längere Lichtbögen ganz unvermittelt in sehr erhebliche Symmetriestörungen übergeht.

Um die von Lang und Arons aufgestellte Hypothese zu prüfen, nach der die fraglichen Störungen der Symmetrie daher rühren, dass, wie allgemein bekannt, bei asymmetrischen Elektroden zur Erzielung eines Gleichstromlichtbogens von gegebener Länge je nach der Richtung des Stromes verschiedene Potentialdifferenzen erforderlich sind, prüft Verfasser des Näheren die Frage der elektromotorischen Gegenkraft, deren Vorhandensein an Stelle eines „Übergangswiderstandes" nach Duddells Untersuchungen [1]) endgültig bewiesen zu sein scheint.

Um dieselbe direkt zu messen, bestimmt Mitkiewicz nach einer oszillographischen Methode vermittelst einer Braunschen Röhre die Kurve der Potentialdifferenzen an den Elektroden des Lichtbogens im Augenblick seines Entstehens.

Wie aus der Figur hervorgeht, zeigt diese Kurve zwei Stetigkeitsstörungen, von denen die eine bei A dem Entstehungsmomente, die andere bei C dem Augenblick des Erlöschens des Lichtbogens entspricht (Figur). Untenstehende Tabelle giebt die durch Kompensation erzielten Messungen der Ordinate AB wieder, für welche ein Bogen unmöglich ist, d. h. die elektromotorische Gegenkraft, und zwar für Kombinationen zu je zweien von Elektroden aus sechs verschiedenen Substanzen:

	— Kohle ohne Docht	— Kohle mit Docht	— Kupfer	— Aluminium	— Eisen	— Quecksilber
	Volt	Volt	Volt	Volt	Volt	Volt
+ Kohle ohne Docht (9 mm)	12	14	16	16	16	6
+ Kohle mit Docht (10 mm)	7	6	—	—	—	—
+ Kupfer (5 mm)	9	—	8	—	15	—
+ Aluminium (5 mm) . .	8	—	—	16	—	—
+ Eisen (8 mm)	10	—	17	—	16	—
+ Quecksilber	11	—	—	—	—	—

Diese Resultate, deren Genauigkeit 0,5 bis 1 Volt beträgt, entsprechen einer etwa 7,5 Amp. ausmachenden Stromintensität; alle diese Zahlen bleiben ganz bedeutend unterhalb der Werte, die man gewöhnlich dem konstanten Glied der Formel zuschreibt, während die von Duddell vermittelst einer indirekten Methode gefundenen Werte der elektromotorischen Gegenkraft von derselben Grössenordnung sind, wie diese Ergebnisse einer direkten Bestimmung.

Was nun den Wechselstromlichtbogen anbelangt, so kann die nach der Tabelle zwischen Stromrichtung und elektromotorischer Gegenkraft bestehende Beziehung nur eine verhältnismässig schwache Störung der Symmetrie bedingen; freilich dürfte die gleichfalls von der Richtung des Stromes abhängende Leitfähigkeit des Lichtbogens auch eine gewisse Rolle spielen. Was aber Blondels zweites „Stadium" anbelangt, so genügen weder die in beiden Richtungen verhältnismässig schwachen elektromotorischen Gegenkräfte, noch die Annahme von diskontinuierlichen Leitfähigkeitsveränderungen zur Erklärung der sehr beträchtlichen Symmetriestörungen, die man bei Lichtbögen beobachtet, die länger sind als 1 mm; Verfasser neigt der Ansicht zu, dass diese Erscheinungen einer Art einseitiger Leitfähigkeit des gasförmigen Mediums zuzuschreiben seien, die im zweiten Stadium des Lichtbogens in besonders merklicher Weise aufträte.

Der Gegenstand vorliegender Arbeit erscheint also eng verknüpft mit der Frage der Entladungen in einem gasförmigen Mittel.

A. Gradenwitz.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)

1) „Electrician", **1220**, 918, 1901.

BESPRECHUNGEN.

Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. XIV. und XV. Reihe. Herausgegeben von A. J. von Oettingen. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Nr. 131. 48 S. mit 2 Figuren. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1902. Mk. —,80.

Hiermit ist wiederum ein neuer Teil von Faradays Experimentaluntersuchungen der Lektüre bequem zugänglich gemacht. Von den beiden Reihen bietet die erste gewissermassen ein Résumé der theoretischen Vorstellungen, welche sich Faraday auf Grund seiner Untersuchungen gebildet hat. Diese sind ja, wie bekannt, späterhin grundlegend für die Maxwellsche Theorie, sowie viele andere Arbeiten geworden. Als Hauptabschnitte dieser Reihe treten die Kapitel: Natur der elektrischen Kraft oder Kräfte, Beziehungen zwischen elektrischen und magnetischen Kräften, und eine Notiz über Elektrizitätserregung auf. Es hiesse Kohlen nach Newcastle schleppen, um einen dem Heimatslande des grossen Forschers angepassten Ausdruck zu gebrauchen, wollte ich Physiker noch im geringsten auf die Wichtigkeit und Tragweite gerade dieser Reihe von Faradays Untersuchungen hinweisen, dagegen möchte ich nicht verfehlen, die Aufmerksamkeit auch auf die nächste 15. Reihe zu lenken, deren Gegenstand der reinen Physik ferner liegt. Es handelt sich hier um das Studium der elektrischen Eigenschaften des Zitteraales und die Abhandlung ist überschrieben: Über den Charakter und die Richtung der elektrischen Kraft des Gymnotus. Die virtuose Technik und der Ideenreichtum des grossen Mannes treten hier in auffallendster Weise in die Erscheinung, namentlich in den letzten Paragraphen. Der Referent bedauert aus Unkenntnis auf experimentell-physiologischem Gebiete nicht angeben zu können, inwieweit die hier von Faraday gegebenen Anregungen späterhin ausgenutzt worden sind.

Emil Bose.

(Eingegangen 5. November 1902.)

J. M. Eder, Die Praxis der Photographie mit Gelatine-Emulsionen 5. Aufl. 8⁰. 366 S. Mit 206 Abb. Halle, W. Knapp. 1903. 8 Mk.

Mit diesem Heft liegt der die Gelatineverfahren behandelnde zweite Teil des III. Bandes des Ederschen Handbuchs der Photographie vor. Wesentlich die praktische Seite der Verfahren wird hier behandelt: Dunkelkammer, Emulsionsbereitung, Giessen, Entwickeln, Verstärken, Abschwächen und Tonen der Negative und Positive. Platten, Papiere und Films sind berücksichtigt, Vergrösserungen und orthochromatische Verfahren besprochen. Abbildungen von Maschinen und Apparaten illustrieren die Praxis, zahlreiche Kurven und einige Tafeln zeigen die Wirkung orthochromatischer Platten; im Anhang findet man das Wissenswerteste über Dreifarbendruck. Eders neue Untersuchungen über die Bestimmung des Orthochromatismus, über die wir schon referiert haben, sind dankenswerterweise aufgenommen worden. Man kann aus diesem unglaublich vollständigen Buche wieder einmal lernen, wieviel längst Bekanntes täglich wieder neu entdeckt wird; und man könnte sich demnach manche Mühe sparen bei den einzelnen Heften. Wenn ich einen Wunsch habe, wäre es der nach der Beifügung alphabetischer Inhaltsverzeichnisse: freilich ist der in Aussicht genommene Umfang des Bandes jetzt schon überschritten, während der Schlussteil über Chlorsilbergelatine noch aussteht.

E. Englisch.

(Eingegangen 16. Dezember 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

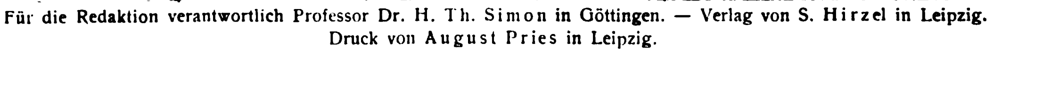
Ernannt wurden die Privatdozenten an der Universität Basel Dr. Fritz Fichter und Dr. Rupe zu a. o. Professoren für Chemie.

Professor Dr. Arthur Hantzsch-Würzburg hat den Ruf als o. Professor der Chemie und Direktor des chemischen Instituts an der Universität Leipzig angenommen.

In Basel wurde dem Professor Dr. Rudolf Nietzky an Stelle des zurückgetretenen Professor Picard die Professur für Chemie übertragen, dem Privatdozenten für Chemie und Hüttenkunde an der Technischen Hochschule Berlin Schoch ist das für die Studierenden der Architektur und des Bauingenieurfaches bestimmte Kolleg über bauwissenschaftliche Technologie übertragen worden. Dem bisherigen Dozenten für dieses Kolleg Dr. Stavenhagen ist zugleich die nachgesuchte Enthebung von dieser Lehrstelle gewährt worden.

Dem Professor für angewandte Chemie an der Universität Leipzig Dr. Ernst Beckmann wurde der Charakter als Geheimer Hofrat, dem Assistenten am physikalischen Staatslaboratorium in Hamburg Dr. Classen das Prädikat Professor verliehen.

Gestorben sind in Croydon bei London der Meteorologe und Luftschiffer James Glaisher, 94 Jahre alt, in Cambridge der Mathematiker Professor N. M. Ferrers, 74 Jahre alt, in Czernowitz der Professor der Mathematik Anton Puchta.


Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. | 15. März 1903. Redaktionsschluss für No. 13 am 18. März 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einige Beziehungen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zur Leistung mechanischer Arbeit.

Von K. v. Wesendonk.

In den Verhandlungen der deutschen physikalischen Gesellschaft vom 12. Dezember 1902 findet sich ein Aufsatz über die Frage, „wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen.“ Darin wird behauptet, dass durch Abkehr vom Carnotschen Kreisprozesse es erst möglich sei, eine ideale Dampfmaschine zu konstruieren, bei welcher der Arbeitswert des Brennstoffes gleich der Oxydationsenergie sich ergebe, ohne Zuhilfenahme des absoluten Nullpunktes als Kondensatortemperatur. Der Carnotsche Prozess gestatte nicht, das Maximum der Arbeit aus einer gegebenen Wärmemenge zu gewinnen, auch könne man einem Perpetuum mobile zweiter Ordnung praktisch bis auf eine unendliche kleine Differenz nahe kommen.

Es ist wohl von vornherein ziemlich klar, dass es sich hier um ein Missverständnis des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik handelt, und Herr Planck hat denn auch eine, wie Verf. scheint, sehr berechtigte Kritik an obigen Ausführungen geübt. Da aber diese kritischen Bemerkungen im Drucke nur sehr kurz wiedergegeben sind, eine Orientierung in der vorhandenen Litteratur über das fragliche Thema aber keineswegs ganz leicht erscheint, so sind die folgenden Darlegungen vielleicht nicht ganz zwecklos. Ein Bedürfnis danach ist, wie man mehrfach zu konstatieren Gelegenheit hat, wohl sicher vorhanden, stösst man doch immer wieder bei Behandlung des Gebietes, in dem der zweite Wärmesatz gilt, auf Unklarheiten und Missverständnisse. Besonders dürfte es an Betrachtungen allgemeinerer Natur mangeln, während speziellere Fälle, wie in der bekannten Schrift von Diesel [1]), wohl eingehender behandelt worden sind.

Nach der ersten Hauptgleichung der Thermodynamik ist bekanntlich

$$Q^{2)} = \Delta E + A \text{ oder}$$
$$A = Q - \Delta E,$$

wo Q die zugeführte Wärmemenge bezeichnet,

1) Theorie und Konstruktion eines rationellen Wärmemotors von R. Diesel. Berlin bei Springer 1893.
2) Vom arbeitenden System aufgenommene Wärme soll positiv gerechnet werden, abgegebene Wärme also negativ.

$\varDelta E$[1]) die dabei eingetretene **Änderung der inneren Energie** und A[2]) die dabei geleistete äussere Arbeit. Verläuft der Vorgang adiabatisch, d. h. ohne Zufuhr oder Abfuhr von Wärme, so ist $Q = 0$ und $-\varDelta E = +A$ gleichgültig, ob der Prozess umkehrbar oder nicht von statten geht, d. h. die Änderung der inneren Energie ist entgegengesetzt gleich der geleisteten äusseren Arbeit. Gelingt es demnach durch einen solchen adiabatischen Vorgang eine Abnahme der inneren Energie bei den für Motorbetrieb in Betracht kommenden, etwa verbrennenden Substanzen zu erzielen, so verwandelt sich dieses $\varDelta E$ vollständig in äussere Arbeit. Wenn man also bei einer Verbrennung oder einem sonstigen geeigneten chemischen Prozesse etc. die gesamte Umgebung, welche zu dem betr. Vorgange etwa Wärme beisteuert, oder solche von den reagierenden Stoffen wegführt, mit in die Betrachtung einbezieht, so kann man es, wenn man nur die Umgebung in genügend weitem Umfange berücksichtigt, praktisch wohl stets erreichen, dass der Vorgang als ein adiabatischer erscheint.[3]) Wenn man dann auf das so erweiterte System die erste Hauptgleichung anwendet, so ergiebt sich also Folgendes: Die **ganze Energieänderung**, welche hierbei aus einer Verbrennung oder einer chemischen Reaktion hervorgeht, lässt sich als geleistete Arbeit gewinnen und für praktische Zwecke verwerten, sobald man die dazu geeigneten Einrichtungen herzustellen versteht.[4]) Um nun eine möglichst grosse Arbeitsmenge aus einer gegebenen Quantität von Brenn- oder sonstigem Material zu erhalten, ist es daher nötig, bei dem betreffenden adiabatischen, die Umgebung weit genug berücksichtigenden Vorgange eine **möglichst grosse Abnahme** der inneren Energie zu erzielen. In diesem Sinne kann es ja nun in der That vorteilhaft sein, den Abdampf des Motors zu verbrennen, auch kann es sehr wohl vorkommen, dass die arbeitende Substanz sich stellenweise unter die Temperatur der nächsten Umgebung abkühlt und aus dieser Wärme aufnimmt. Der zweite Hauptsatz der Thermodynamik fordert hierbei nur das Folgende. Wenn man das ganze System, welches hier die adiabatische Veränderung erlitten hat, wieder in den Anfangszustand zurückführt, wobei gewisse Wärmemengen Q_r bei der absoluten Temperatur T_r aufgenommen werden mögen (resp. wenn Q_r negativ bei T_r abgegeben), so dass also ein Kreisprozess entsteht, alsdann darf die Summe aller Grössen $\frac{Q}{T_r}$ (resp. deren Integral $\int \frac{dQ}{T}$), wenn sie nicht verschwindet, nur negativ, niemals positiv sein.

Gelingt es, in umkehrbarer Weise die genannte Zurückführung zu bewerkstelligen, so erhält man bekanntlich dabei den Satz: die **Entropieänderung** vom Anfangs- zum Endzustande, welche hier mit $\varDelta S$ bezeichnet sei, darf, wenn sie nicht verschwindet, nur positiv sein. Andere Bedingungen schreibt **der zweite Hauptsatz der Thermodynamik nicht vor**, nur sie brauchen erfüllt zu sein, um in Übereinstimmung mit dem **Carnot-Clausius**schen Theoreme zu bleiben. Schliesst man in das arbeitende System nicht, wie das oben geschehen, die Umgebung in genügendem Masse mit ein, so ist der Prozess also kein adiabatischer mehr. Aber wenn man zum Kreisprozess ergänzt, so muss auch jetzt noch

$$\int \frac{dQ}{T} \text{ resp. } \Sigma \frac{Q_r}{T_r} < 0$$

sein, wobei aber jetzt auch der ursprüngliche Vorgang, weil nicht mehr adiabatisch, Beiträge zu den Qr liefert, nicht mehr, wie oben nur die Veränderungen, welche die Ergänzung zum Kreisprozess liefern. Die beim ursprünglichen Prozesse geleistete äussere Arbeit ergiebt sich wieder aus der ersten Hauptgleichung:

$$\Sigma Q_{r\mu} - \varDelta E = A, \text{ resp. } \int dQ_{r\mu} - \varDelta E$$

wo Qr_μ (resp. dQr_μ) eine bei dem betr. ursprünglichen Prozesse aufgenommene resp. abgegebene Wärmemenge bezeichnet. Ist die Energie E nach der Veränderung ebenso gross wie im Anfangszustande, also $\varDelta E = 0$, so ist A, d. h. die geleistete äussere Arbeit $= \Sigma Q_{r\mu}$, also die gesamte etwa von der Umgebung aufgenommene Wärmemenge ist in Arbeit verwandelt worden.[1]) Kann man die Veränderung der betr. Substanz durch einen umkehrbaren Prozess zu einem Kreisprozess ergänzen, so erhält man bekanntlich:

$$\int \frac{dQ_{r\mu}}{T_{r\mu}} - \varDelta S < 0 \; (I)$$

Die Beziehung gestattet hier aber keinen so

1) $\varDelta E > 0$ bedeutet also eine Zunahme, $\varDelta E$ negativ Abnahme der inneren Energie.

2) Wenn das arbeitende System Arbeit leistet, so soll diese positiv gerechnet werden, von aussen aufgenommene Arbeit also negativ.

3) Man muss dabei z. B. alle zur Verbrennung gelangenden und dabei mitwirkenden Stoffe, also Heizmaterial, Sauerstoff, beigemischte indifferente Gase etc., ferner Maschinenteile, Kessel, umgebende Luft, Wasser, feste Körper etc., kurz alles was im Wärmeaustausch mit der Verbrennung steht, in den adiabatischen Prozess sich einbezogen denken.

4) Es ist dabei zu beachten, dass die, an die in den adiabatischen Prozess mit eingerechnete, Umgebung abgegebene Energie meist für technische Zwecke verloren ist, also in der Regel möglichst klein zu machen ist.

1) Bei Substanzen, deren Zustandsgleichung genügend genau bekannt, kann man ja direkt die Wärmemenge berechnen, welche zugeführt werden muss, um Veränderungen zu erhalten, bei denen die Energie konstant bleibt. Es lässt sich dann auch wohl praktisch mit fast beliebiger Annäherung erreichen, die zugeführte Wärme ganz in Arbeit zu verwandeln.

einfachen Ausdruck wie im Falle adiabatischen Verlaufes. Dann ergiebt sich aus *(I)*, weil ja das Integral $\int \frac{dQ_{r\mu}}{T_{r\mu}}$ verschwindet, indem alle $dQ_{r\mu} = 0$, sind, der bekannte bereits erwähnte Satz $\Delta S \gtreqless 0$. Wenn ein Kreisprozess Arbeit leistet, so muss er gewisse Wärmemengen dQ_μ (oder wenn von endlicher Grösse $= Q_\mu$) bei gewissen absoluten Temperaturen T_μ aufnehmen und bei gewissen anderen Temperaturen $T\nu$ Wärmemengen dQ_ν resp. Q_ν abgeben. Findet sich nun zu jedem der negativen Werte $\frac{-dQ_\nu}{T_\nu}$ resp. $\frac{-Q_\nu}{T_\nu}$ ein entsprechender gleichgrosser $+\frac{dQ_\mu}{T_\mu}$ resp. $\frac{Q}{T_\mu}$, so dass also die Summe aller Grössen $\frac{dQ}{T}$ resp. $\frac{Q}{T}$ verschwindet, so hat man den Fall, der bei dem umkehrbaren Kreisprozesse vorkommt. Dann wird die Summe aller Differenzen der Wärmemengen $(dQ_\mu - dQ_\nu)$, welche bekanntlich in Arbeit verwandelt werden muss, insofern zu einem Maximum, als kein anderer Kreisprozess, der bei den Temperaturen T_μ dieselben Wärmemengen dQ_μ resp. Q_μ aufnimmt, wie der oben angenommene Kreisprozess, und der bei denselben Temperaturen T_ν wieder Wärme abgiebt, mehr Arbeit erzeugen kann. Denn wenn die Summe aller $\frac{dQ}{T}$ resp. $\frac{Q}{T}$ nicht Null ist, so kann sie nur negativ sein, d. h. es ist ein Überschuss negativer $\frac{dQ}{T}$ resp. $\frac{Q}{T}$ vorhanden. Da nun T stets positiv ist, so müssen die betreffenden dQ resp. Q negative Grössen sein, die also einer Verwandlung von Arbeit in Wärme entsprechen, d. h. einem Arbeitsverlust. Von den bei einem umkehrbaren Kreisprozesse in Arbeit verwandelten Teilen[1]) der aufgenommenen Wärmemengen, ist im Falle eines entsprechenden, nicht umkehrbaren Kreises, die der Summe der eventuellen überschüssigen dQ_ν resp. Q_ν der abgegebenen Wärmemengen äquivalente Arbeit abzuziehen. Bei einem Kreisprozesse. der nur zwischen zwei Temperaturen mit Wärmeaustausch sich vollzieht (etwa derjenigen des Kessels und des Kondensators einer Dampfmaschine), folgt hieraus sofort, dass es keinen solchen irgend welcher Art geben kann, der unter sonst gleichen Umständen mehr Arbeit zu gewinnen erlaubte, als ein Carnotscher Cyklus.

Es werde nun ein System umkehrbar aus dem Zustande A in den Zustand B übergeführt, wobei die Energieänderung $= \Delta E$ eintrete und die Wärmemengen dQ_ϱ bei den Temperaturen T_ϱ aufgenommen[1]) werden mögen. Dann kann man für dQ_ϱ bekanntlich setzen $T_\varrho\, dS_\varrho$, wo dS_ϱ die entsprechende Entropieänderung bedeutet. Die geleistete Arbeit A ist dann

$$= \int_A^B T_\varrho\, dS - \Delta E$$

wobei das Integral über alle Elemente der Verwandlung AB zu erstrecken ist.

Besteht die reversible Veränderung in der Verbindung von isothermen mit isentropischen[2]) Prozessen, so wird

$$A = \Sigma T_\varrho\, \Delta S_\varrho - \Delta E,$$

wo ΔS_ϱ die der Isotherme T_ϱ entsprechende Entropieänderung bezeichnet, resp. gilt

$$A = T_\mu (S_B - S_A) - \Delta E,$$

falls nur eine isotherme Verwandlung bei Temperatur T_μ statt hat, und $S_B - S_A$ die Entropieänderung von A nach B bezeichnet, eine bekanntlich konstante Grösse. Ist also z. B. ΔE negativ und $S_B - S_A$ ebenfalls negativ, so wird man die meiste Arbeit unter allen möglichen umkehrbaren Umwandlungen gewinnen, wenn man ausser isentropischen Vorgängen nur isotherme von möglichst tiefer[3]) Temperatur anwendet. Ähnlich sind die Fälle zu behandeln, wenn ΔE positiv resp. $S_B - S_A$ positiv sich ergeben.

Ferner gehe das arbeitende System auf beliebigem Wege von A nach B über, und nehme wieder bei T_ϱ die Wärmemenge dQ_ϱ auf. Wir wollen nun annehmen, man könne eine reversible Verwandlung von A nach B finden, bei der ebenfalls bei T_ϱ aufgenommen werde dieselbe Grösse dQ_ϱ, falls diese positiv ist, und die Abgabe von Wärme finde ferner ebenfalls bei denselben Temperaturen statt, wie bei dem beliebigen Prozesse, nur sollen die abgegebenen Wärmemengen nicht näher von vornherein bestimmt werden. Nun ergänze man diesen letztgenannten Vorgang zu einem Kreisprozesse, indem man von B nach A auf dem erwähnten reversiblen Wege zurückgeht, dann muss gelten für den also kombinierten cyklischen Übergang

1) Nämlich $dQ_\mu \frac{T_\mu - T_\nu}{T_\mu}$, weil $\frac{dQ_\mu}{T_\mu} - \frac{dQ_\nu}{T_\nu} = 0$ bei dem betreffenden umkehrbaren Kreisprozesse.

1) Eine abgegebene Wärmemenge wird dabei als eine aufgenommene negative Grösse angesehen. Auch soll der Fall, dass eine endliche Wärmemenge Q_ϱ bei T_ϱ zur Aufnahme resp. Abgabe gelangt, fortan nicht mehr besonders angeführt werden.

2) D. h. umkehrbaren, adiabatischen Prozessen.

3) Es muss eben $T_\mu (S_B - S_A)$ kleiner werden als

$$\int T\, dS$$

und zwar um möglichst viel. $T_\mu =$ absolute Nulltemperatur ergäbe $A = -\Delta E$.

$$\int \frac{dQ}{T} \overline{\overline{<}} 0.$$

Dabei werden aber die bei der beliebigen Verwandlung AB aufgenommenen Wärmemengen infolge der reversiblen Ergänzung bei derselben Temperatur wieder abgegeben, die entsprechenden Glieder verschwinden in dem $\int \frac{dQ}{T}$. Dieses ergiebt also über diejenigen Glieder erstreckt, welche zu Temperaturen gehören, bei denen im beliebigen Prozesse Wärme abgegeben wurde, einen negativen Wert, falls es nicht Null ist, d. h.

$$\int \frac{dQ_\nu}{T_\nu} < 0$$

wenn die ν sich nur auf die Kältereservoire beziehen, welche bei dem beliebigen Prozesse vorkommen.[1] Kommen nur eine Temperatur für Wärmeaufnahme und eine für Abgabe vor, so besagt dieses Resultat zugleich, dass unser Kreisprozess wohl mit Wärmeabgabe im ganzen verlaufen kann, d. h. mit Arbeitsverbrauch, nicht aber mit Arbeitsgewinn. Es kann also unter diesen Umständen kein Vorgang von A nach B mehr Arbeit leisten, als der genannte reversible Prozess. Verallgemeinern auf beliebig viele Aufnahme- und Abgabetemperaturen lässt sich dieses Resultat aber nicht ohne weiteres, denn

$$\Sigma \frac{Q_\nu}{T} < 0$$

bedeutet nicht auch stets $\Sigma Q_\nu < 0$.

Nun betrachte man aber den Fall, dass jedes Element der beliebigen Veränderung, welche von A nach B hinüberführt, ersetzt werden könne durch einen unendlich kleinen umkehrbaren Vorgang. Man kann sich dann jeden Elementarteil des beliebigen Prozesses durch einen solchen reversibeln Elementarvorgang zu einem infinitesimalen Kreisprozesse ergänzt denken. Für einen solchen ergiebt die Gleichung

$$\int \frac{dQ_\nu}{T_\nu} < 0$$

aber bekanntlich

$$\frac{dQ_\nu}{T_\nu} - dS_\nu < 0,$$

wo dS_ν die Entropieänderung bedeutet, die dem beliebigen Elementarvorgange entspricht. Weiter gilt dem

$$dQ_\nu - T dS_\nu \overline{\overline{<}} 0.$$

Die geleistete Arbeit ergiebt sich für den beliebigen Prozess zu

$$A = \int dQ_\nu - \Delta E$$

resp. für den reversiblen Vorgang zu

$$\int T_\nu dS_\nu - \Delta E.$$

Ist nun dQ_ν positiv und also auch dS_ν positiv, so ist $T_\nu dS_\nu$ grösser als oder gleich dQ_ν, ist dQ_ν negativ und auch dS_ν negativ, so wird

$$T_\nu dS_\nu < dQ_\nu.$$

Nimmt jedoch bei negativem dQ_ν dS_ν einen positiven Wert an, dann tritt an Stelle des $dQ_\nu < 0$ ein entsprechendes $T_\nu dS_\nu > 0$. In dem Ausdrucke für die Arbeit werden also die positiven Glieder stets vergrössert resp. vermehrt, die negativen verkleinert, d. h. also die geleistete Arbeit wird vergrössert, verbrauchte vermindert, wenn man an Stelle des beliebigen Prozesses den zuletzt genannten umkehrbaren setzt. Für diesen kann man dann noch eventuell gemäss den früheren Darlegungen mit Vorteil isotherme und isentropische Änderungen einführen. Bei adiabatischen Prozessen kann die Entropie nicht abnehmen, sie scheint vielmehr im allgemeinen im Falle der Nichtumkehrbarkeit zuzunehmen. Geht man hierbei auf isothermen und isentropischen Wegen vom Anfangs- zum Endzustand, so muss auf ersteren Wärme zugeführt werden.[1] Gewinnt man bei der irreversiblen adiabatischen Veränderung Arbeit, so ist diese kleiner als bei der zweiten Art des Überganges. Bei ersterem ist in der That $-\Delta E = A$, im anderen Falle aber z. B.

$$A = T_1 (S_B - S_A) - \Delta E,$$

wenn nur eine Isotherme, deren Temperatur $= T_1$ ist, verwendet wird. Man kann auch wohl unter Umständen die Wärme der Umgebung zur Arbeitsleistung benutzen. Ist deren Temperatur $= T_0$ und nimmt man z. B. eine geeignete isotherme Umwandlung dabei umkehrbar wahr, so dient die aufgenommene Wärme $T_0 \Delta S_0$ zur Vermehrung der Arbeit, da ja die Entropieänderung ΔS_0 bei Wärmeaufnahme positiv sein muss. Es gehe ferner ein System unter Vermehrung der Entropie von einem Zustande $\mathfrak{A}$ zu einem zweiten $\mathfrak{B}$ über, dessen Energie um ΔE von derjenigen bei $\mathfrak{A}$ verschieden sei. Kann man dann, wenn zu $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ die Temperaturen T_1 und T_2 gehören, etwa isentropisch unter die Temperatur der Umgebung bis zu T_3 gelangen, und lässt dann unter Benutzung der Wärme der Umgebung isotherm das System die Entropiezunahme ΔS durchmachen und geht dann isentropisch nach $\mathfrak{B}$, so gewinnt man $T_3 \Delta S$ als Arbeit. Je höher allerdings T_3, um so günstiger ist es. Für Ausnutzung der Wärme der Umgebung erscheint es daher am besten,

1)' Ähnlich ist der Fall zu behandeln, dass der reversible Prozess ebensoviel Wärme abgiebt, wie der beliebige Prozess, die aufgenommenen Wärmemengen aber bis auf die Temperatur unbestimmt bleiben.

1) Ergänzt man nämlich den adiabatischen Prozess durch isotherme und isentrope Vorgänge, so muss wegen

$$\int \frac{dQ}{T} < 0$$

bei ersteren Wärme abgegeben werden, beim umgekehrten Verlauf also aufgenommen.

den isothermen Prozess bei deren Temperatur auszuführen.

Indem Verfasser mit diesen wenigen Andeutungen seine kleine Arbeit abschliesst, möchte er nur noch die Hoffnung aussprechen, dass sie Theoretikern wie Praktikern einige Anregung zu eingehenderen Studien über das so interessante Gebiet des zweiten Wärmesatzes geben möge.

(Eingegangen 10. Februar 1903.)

Die stationäre Strömung von Gasen durch Rohre mit veränderlichem Querschnitt.

Von H. Lorenz.

Neben dem Problem des Ausflusses von Gasen aus sogenannten gut abgerundeten Mündungen, für welche die Bewegungswiderstände keine nennenswerte Rolle spielen, ist auch die stationäre Strömung von Gasen durch cylindrische Rohre und solche mit veränderlichem Querschnitt in den letzten Jahren mehrfach experimentell untersucht worden, ohne dass es gelungen ist, die teilweise höchst merkwürdigen hierbei auftretenden Erscheinungen widerspruchsfrei aus den bekannten Gleichungen für die stationäre Strömung abzuleiten. Infolgedessen wurden von den einzelnen Beobachtern[1]), von denen sich Zeuner und Fliegner mit atmosphärischer Luft, Blaess und Stodola dagegen mit Wasserdampf beschäftigten, aus ihren eigenen Versuchen die verschiedensten Schlussfolgerungen gezogen, deren Berechtigung sich nur vom Standpunkte einer allgemeiner gültigen Theorie aus prüfen lässt. Zu einer solchen gelangt man aber ganz zwanglos, wenn man auf die Grundformeln der Bewegung zurückgeht und nicht von vornherein durch die Annahme irgend welcher Druckkurve, z. B. der Polytrope $pv^n = C$, die Formulierung einschränkt.

Betrachtet man ein Rohr, dessen in der Achsenrichtung veränderlicher Querschnitt F in der Zeiteinheit von der Menge $G kg$ im Zustande pv mit der Geschwindigkeit u durchströmt wird, so wird, wenn der Gasstrom nach aussen keine Arbeit leistet, dagegen die Wärme dQ auf dem Wege dx aufnimmt, die Gleichung

$$A\,G\left[dU + d(pv) + \frac{u\,du}{g}\right] = dQ \tag{1}$$

bestehen, worin U den Energieinhalt des Gases in Arbeitseinheiten, $A = \frac{1}{424}$ das mechanische Wärmeäquivalent bedeutet. Wird nun ein Teil dW der kinetischen Stromenergie des Gases zur Überwindung von Widerständen verbraucht, so erscheint derselbe naturgemäss in Form von Wärme wieder, so dass wir auch nach dem ersten Hauptsatze der Thermodynamik schreiben dürfen

$$A\,G\,(dU + p\,dv) = dQ + A\,dW. \tag{2}$$

Das sind schon die beiden Gleichungen, welche allgemein der Bewegung elastischer Flüssigkeiten zu Grunde liegen und deren eingehende Begründung man in den Schriften von Grashof[1]) und Zeuner[2]) nachlesen kann.

Haben wir es mit einem vollkommenen Gas zu thun, so ist

$$dU = \frac{d(pv)}{\varkappa - 1}, \tag{3}$$

wo $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen bedeutet. Ausserdem ist die Widerstandsarbeit auf dem in der Rohrachse gemessenen Wegelement dx erfahrungsgemäss

$$dW = \frac{G}{g}\,u^2\,\zeta\,dx, \tag{4}$$

worin der Widerstandskoeffizient ζ in irgend einer Weise vom Durchmesser des kreisförmig angenommenen, mit x veränderlichen Querschnittes F abhängt. Führt man die beiden Ausdrücke (3) und (4) in die Strömungsgleichungen (1) und (2) ein und setzt dazu voraus, dass kein Wärmeaustausch durch die Rohrwandungen stattfindet, also $dQ = 0$ wird, so folgt sofort aus (2)

$$\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}\,d(pv) + \frac{u\,du}{g} = 0 \tag{2a}$$

und aus der Verbindung von (1) mit (2)

$$v\,dp + \frac{u\,du}{g} + \zeta\,\frac{u^2}{g}\,dx = 0. \tag{2b}$$

Andererseits hat man auch für die stationäre Strömung, d. h. als Bedingung dafür, dass jeder Querschnitt F des Rohres voll ausgefüllt und von derselben Menge G in der Sekunde durchströmt wird

$$G\,v = F\,u, \tag{5}$$

woraus wiederum durch Differenzieren

$$dv = v\left(\frac{du}{u} + \frac{dF}{F}\right) \tag{5a}$$

hervorgeht. Eliminiert man aus diesen 3 Gleichungen (2a), (2b) und (5a) das Element dv und beachtet, dass

$$a = \sqrt{\varkappa\,g\,p\,v} \tag{6}$$

nichts anderes als die dem Zustande pv entsprechende Schallgeschwindigkeit ist, so ergiebt sich

1) Zeuner, Techn. Thermodynamik, 2. Aufl. 1900, 1, 269 ff.; Fliegner, Versuche über das Ausströmen von Luft durch konisch divergente Rohre, Schweiz. Bauzeitung, 31, 1898; Blaess, Über Ausströmversuche mit gesättigtem Wasserdampf. Diese Zeitschrift 4, 82, 1902; Stodola, Die Dampfturbinen und die Aussichten der Wärmekraftmaschinen. Zeitschrift d. Ver. d. Ingenieure, 1903, S. 1 ff.

1) Grashof, Theoretische Maschinenlehre, Bd. 1, 60. 1875.
2) Zeuner, a. a. O. S. 218 ff.

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{1}{p}\frac{dp}{dx} = -\zeta\frac{u^2}{a^2}\left(1-\frac{\varkappa u^2}{u^2-a^2}\right) - \frac{u^2}{u^2-a^2}\frac{1}{F}\frac{dF}{dx}$$

oder einfacher

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{d\lg n p}{dx} = -\zeta\frac{u^2}{a^2}\left(1-\frac{\varkappa u^2}{u^2-a^2}\right) - \frac{u^2}{u^2-a^2}\frac{d\lg n F}{dx} \qquad (7)$$

Durch Integration der Gleichung (2a) erhält man dagegen, wenn $p_i v_i$ den Zustand im Ausflussgefäss bedeutet, wo die Stromgeschwindigkeit $u_i = 0$ gesetzt werden darf

$$u^2 = \frac{2\varkappa g}{\varkappa - 1}(p_i v_i - pv) \qquad (8)$$

oder auch wegen (6) sowie mit $a_i^2 = kgp_i v_i$

$$u^2 = \frac{2(a_i^2 - a^2)}{\varkappa - 1}. \qquad (8a)$$

Für das Zusammenfallen der Stromgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit, welche dem augenblicklichen Zustande entspricht, also für $u = a$, wird hieraus

$$u^2 = a^2 = \frac{2a_i^2}{\varkappa + 1} = 2g\frac{\varkappa}{\varkappa + 1}p_i v_i \qquad (8b)$$

woraus wir schliessen müssen, dass, wenn überhaupt im Verlaufe des ganzen Vorgangs einmal die Stromgeschwindigkeit die Schallgeschwindigkeit erreicht, sich immer eine und dieselbe, nur vom Anfangszustande $p_i v_i$ abhängige Schallgeschwindigkeit einstellen wird. Für diesen Fall, d. h für $u = a$ wird aber in (7)

$$\frac{d\lg n p}{dx} = \pm\infty,$$

d. h. mit dem Eintreten der Schallgeschwindigkeit bei stationärer Strömung ist im allgemeinen ein Spannungssprung verbunden. Diese Erscheinung ist nun in der That sowohl beim Ausfluss von Gasen aus abgerundeten Mündungen wie auch beim Durchfluss durch cylindrische Rohre von Fliegner und Zeuner beobachtet worden, welche beide direkt Druckmessungen durch feine Anbohrungen an verschiedene Stellen vornahmen, aus denen durch Extrapolation sich die Drucke in der Mündung ergaben (Fig. 1), während Stodola derartige Messungen durch ein in der Stromachse verschiebbares Messröhrchen erzielte. Der Drucksprung fand alsdann stets im Mündungsquerschnitt selbst statt, sobald bei konstantem Gefässdruck p_i der Aussendruck unter einen gewissen Betrag p_0 herabging. Alsdann wird, da der Mündungsquerschnitt immer mit derselben Geschwindigkeit a und demselben Druck p_0 passiert wird, nach (5) die Ausflussmenge

$$G = F\frac{a}{v_0} = Fp_0\sqrt{\frac{\varkappa + 1}{2}\frac{\varkappa g}{p_i v_i}} \qquad (9)$$

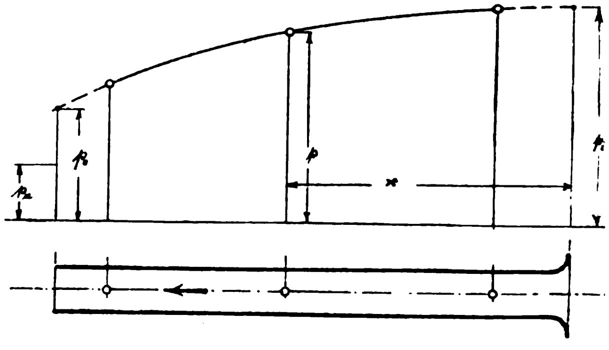


Fig. 1.

konstant und unabhängig vom Aussendruck $p_a < p_0$, ein Satz, der schon von de St. Venant und Wantzel (1839) für abgerundete Mündungen[1]) aufgestellt und 1900 von Zeuner auf cylindrische Rohre unter Beigabe von bestätigenden Versuchsergebnissen ausgedehnt wurde. Für abgerundete Mündungen ohne Widerstand lässt sich der kritische Mündungsdruck p_0 leicht aus der Verbindung von (2a) und (2b) mit $\zeta = 0$, sowie für $dG : dp = 0$ in (5) leicht berechnen und zwar zu

$$p'_0 = p_i\left(\frac{2}{\varkappa + 1}\right)^{\frac{\varkappa}{\varkappa - 1}} \qquad (10)$$

während er bei cylindrischen Rohren durch die Widerstände ebenso herabgezogen wird, wie die ihm nach Gl. (9) proportionale Ausflussmenge G.

Nachdem wir somit die Übereinstimmung unserer Theorie mit den Beobachtungen an cylindrischen Rohren und abgerundeten Ausflussmündungen nachgewiesen haben, kehren wir wieder zu unseren allgemeinen Formeln zurück und stellen zunächst die Bedingung für das Eintreten einer grössten Stromgeschwindigkeit fest. Hierfür verschwindet offenbar $du : dx$, so dass wir an Stelle von (2^b) auch haben:

$$\frac{v\,dp}{dx} + \zeta\frac{u^2}{g} = 0$$

oder, wenn wir wieder die Schallgeschwindigkeit (6) einführen

$$\frac{d\lg n p}{dx} = -\varkappa\zeta\frac{u^2}{a^2} \qquad (11)$$

Da nun sowohl $\varkappa$ und ζ, als auch u^2 und a^2 lediglich positiv sein können, so folgt hieraus, dass die Geschwindigkeit ein Maximum ganz allgemein nur bei sinkendem Drucke annehmen kann. Setzen wir weiter den Wert (1) in Gl. (7) ein, so vereinfacht sich dieselbe sofort in

1) Siehe hierüber auch die Arbeit R. Emden, Über die Ausströmungserscheinungen permanenter Gase, Leipzig 1898, in welcher das Auftreten stationärer Schallwellen im Ausflussstrahle für $p_a < p_0$ experimentell nachgewiesen wurde, während Blaess (a. a. O.) die Konstanz von G bei Ausfluss von Wasserdampf unter derselben Bedingung feststellte.

$$\frac{d\,lgn\,F}{dx} = + \varkappa \zeta \frac{u^2}{a^2}, \qquad (12)$$

woraus wiederum hervorgeht, dass ein Geschwindigkeitsmaximum nur innerhalb eines Rohres mit zunehmendem Querschnitt F möglich ist. Auf cylindrische Rohre und gut abgerundete Mündungen angewandt, besagt dies, dass die grösste Geschwindigkeit überhaupt erst an der Rohrmündung auftreten kann, während für divergente Rohre solche Stellen innerhalb zu suchen sind. Addiert man nun die beiden Bedingungsgleichungen (11) und (12), so folgt

$$\frac{d\,lgn\,pF}{dx} = 0 \quad \text{oder} \quad pF = C, \qquad (13)$$

d. h. in dem Diagramm des Druckes als Funktion des Querschnittes berühren die Druckkurven in den Punkten grösster Geschwindigkeit eine gleichseitige Hyperbel, der natürlich für divergente Rohre eine ähnlich verlaufende Kurve HH als Funktion der Abstände von der Achse entspricht, siehe Fig. 2. Diese Kurve, welche demnach alle

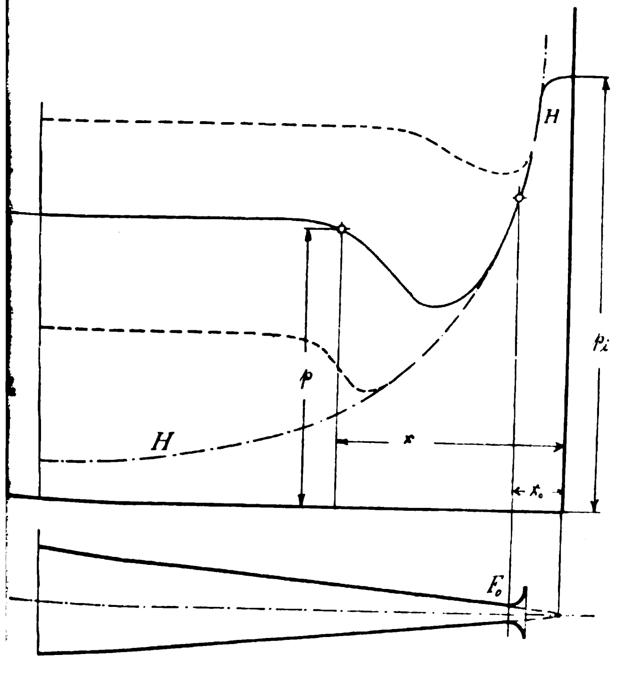


Fig. 2.

wirklichen Druckkurven einhüllen muss, hat nun Stodola durch seine Messungen wirklich in schönster Weise versuchsmässig nachgewiesen (siehe Fig. 9 seiner oben angeführten Abhandlung). Für $u = a$, d. h. für das Zusammenfallen der Stromgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit, welche nach (8b) für einen vorgelegten Anfangszustand $p_i v_i$ immer einen und denselben Wert besitzen muss, ergiebt sich aus (12) die einfache Bedingung

$$\frac{d\,lgn\,F}{dx} = \varkappa \zeta, \qquad (14)$$

d. h. es giebt für jedes Gas in einem vorgelegten divergenten Rohre einen und nur einen Querschnitt, in welchem die maximale Stromgeschwindigkeit mit der Schallgeschwindigkeit identisch wird. Für Druckkurven, welche die Hüllkurve oberhalb dieses Punktes berühren, dem wir die Abszisse x_0 mit dem Querschnitt F_0 zuschreiben wollen, wird die Schallgeschwindigkeit niemals erreicht, für unterhalb dieses Punktes berührende Druckkurven wird sie dagegen überschritten, so dass sich in der That die von Zeuner vertretene, von Fliegner aber bekämpfte Anschauung[1]), dass in divergenten Rohren höhere Stromgeschwindigkeiten als die Schallgeschwindigkeit auftreten, bestätigt.

Für den Querschnitt F_0, der hiernach für alle unterhalb des zugehörigen Punktes die Hyperbel in Fig. 2 berührenden Druckkurven mit der Schallgeschwindigkeit (8b) unter dem Drucke p_0 durchströmt wird, muss nunmehr auch sofort die Durchflussmenge G durch (9) gegeben sein. Daraus folgt weiterhin, dass sie für divergente Rohre vom Unterschreiten eines gewissen Aussendruckes p_a ab bei unverändertem Anfangszustand $p_i v_i$ konstant bleibt, dagegen bei Überschreiten dieses Aussendruckes bis $p_a = p_i$ rasch abnimmt. Auch dieses Verhalten wird durch die Versuche von Stodola sowie diejenigen von Blaess, deren Ergebnisse sich durch ein Diagramm Fig. 3 wiedergeben

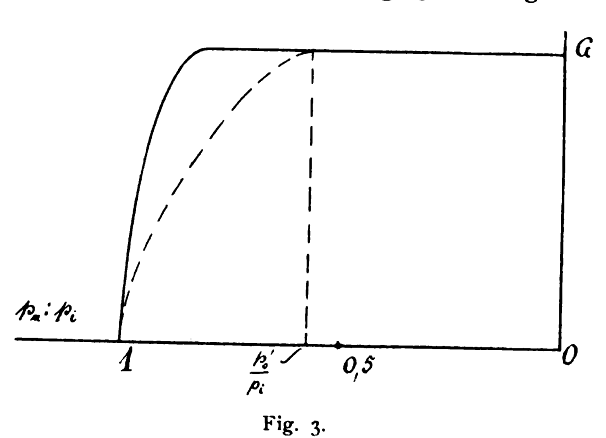


Fig. 3.

lassen, vollauf bestätigt. In dieser Figur haben worin ausserdem noch die Abnahme der Ausflussmenge für gut abgerundete Düsen bei Überschreiten des Druckverhältnisses $p_0' : p_i$, worin p_0' durch (10) gegeben ist, punktiert eingetragen. Daraus erkennt man, dass der Ausfluss durch divergente Rohre sich unter der saugenden Wirkung eines Vakuums im Rohr-

1) Zeuner, Theorie der Turbinen, 1899, S. 273. Fliegner, a. a. O. in den Schlussbemerkungen.

innern vollziehen muss, welches sowohl durch die Druckmessungen Stodolas und Fliegners angezeigt, als auch durch unsere Theorie bestätigt wird. Die Bedingung für den Eintritt eines Druckmaximums oder Minimums im Rohr, also $dp:dx=o$ führt nämlich mit (2b) auf

$$\frac{d\,lgn\,u}{dx}=-\zeta \tag{15}$$

und mit (7) auf

$$\zeta u^2(\varkappa-1)=a^2\left(\frac{d\,lgn\,F}{dx}-\zeta\right) \tag{16}$$

Aus diesen Bedingungsgleichungen folgt unmittelbar, dass ein Druckmaximum oder Minimum nur an Stellen mit wachsendem Querschnitt auftreten kann und dass an diesen Stellen die Geschwindigkeit abnimmt. In der That trat bei Stodolas Versuchen das Druckminimum im divergenten Rohre hinter dem Berührungspunkte der Druckkurve mit der Kurve der Geschwindigkeitsmaxima auf (Fig. 2). Auch die übrigen Beobachtungsergebnisse dieses Forschers, deren Anführung hier zu weit führen würde, schliessen sich zwanglos unserer Theorie an, deren Entwickelung und Prüfung an der Erfahrung durch die Stodolaschen stetigen Druckmessungen uns überhaupt ausserordentlich erleichtert wurde. Die gleichzeitige Übereinstimmung der Theorie mit den Ergebnissen sämtlicher anderen Experimentatoren ist schliesslich ein schöner Beweis für die Exaktheit der angewandten Methoden und die auf Beobachtungen verwandte Sorgfalt.

Schliesslich sei noch darauf hingewiesen, dass unsere Theorie auch das Machsche Phänomen des plötzlichen Ansteigens des Geschosswiderstandes beim Überschreiten der Schallgeschwindigkeit als Spezialfall umfasst. Denkt man sich nämlich in Fig. 4

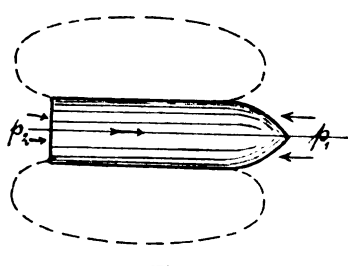


Fig. 4.

das Projektil mit kreisförmigem Querschnitt F axial auf kurze Zeit mit konstanter Geschwindigkeit durch die Luft bewegt, so kann der sog. Schusskanal um das Geschoss als Bestandteil einer Rohrleitung mit ausserhalb beliebig veränderlichem Querschnitt betrachtet werden, in der eine stationäre Strömung der Luft durch das als Kolben wirkende Geschoss in der Pfeilrichtung hervorgerufen bezw. aufrecht erhalten wird. Ist dann p_1 der Druck vor und p_2 derjenige hinter dem Geschoss, so ist der Widerstand derselben in der Bahn durch

$$P=\frac{dW}{dx}=(p_1-p_2)F+\frac{u^2}{g}\zeta' l \tag{17}$$

gegeben, worin l die Länge des cylindrischen Geschossmantels und ζ' einen unserem Rohrwiderstandskoeffizienten entsprechenden Faktor bedeutet, dessen Grösse einerseits vom Durchmesser, andererseits aber auch von der Oberflächenbeschaffenheit des Geschossmantels abhängt. Andererseits gilt aber für den Fall der stationären Strömung Gleichung (7), welche sich in unmittelbarer Nachbarschaft des Geschosses wegen $\frac{d\,lg\,F}{dx}=o$ vereinfacht in

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{d\,lgn\,p}{dx}=-\zeta\frac{u^2}{a^2}\left(1+\frac{\varkappa u^2}{a^2-u^2}\right)$$

woraus sich sofort durch Integration über die Mantellänge l des Geschosses

$$\frac{1}{\varkappa}lgn\frac{p_1}{p_2}=-\zeta l\frac{u^2}{a^2}\left(1+\frac{\varkappa u^2}{a^2-u^2}\right) \tag{18}$$

ergiebt. Hinter dem Geschoss verengt sich nach Fig. 4 der Stromquerschnitt, vor demselben erweitert er sich dagegen in der Stromrichtung, sodass wir nach (7) in Übereinstimmung mit der Erfahrung hinter dem Geschoss eine Depression, vor demselben aber ein Anwachsen des Druckes erhalten. Setzt man nun, etwa mit Hilfe der Näherungsformel

$$lgn\frac{p_1}{p_2}=2\frac{p_1-p_2}{p_1+p_2}=\frac{p_1-p_2}{p_m}$$

die Differenz p_1-p_2 in Gleichung (17) ein, so erkennt man, dass der Geschosswiderstand angenähert durch

$$P=\zeta' l\frac{u^2}{g}-\varkappa Fp_m\left\{\zeta l\frac{u^2}{a^2}\left(1+\frac{\varkappa u^2}{a^2-u^2}\right)\right\} \tag{17a}$$

dargestellt werden kann. Dividiert man diesen

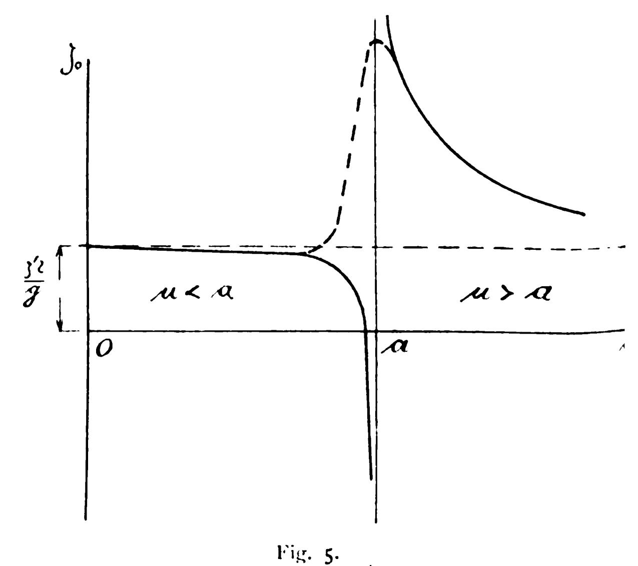


Fig. 5.

.usdruck durch u^2, so erhält man den in der allistik gebräuchlichen Gesamtwiderstandskoeffizienten

$$\zeta_0 = \frac{\zeta' l}{g} - \varkappa \zeta l \frac{F p_m}{a^2}\left(1 + \frac{\varkappa u^2}{a^2 - u^2}\right) \qquad (19)$$

er bei $u = a$ von $-\infty$ plötzlich in $+\infty$ übergeht. Die Abhängigkeit desselben von der Gechwindigkeit wird durch das Diagramm Fig. 5 'erdeutlicht, in welches der wirkliche nahezu prungweise Übergang nach den Versuchen von Iach u. anderen punktiert eingetragen ist. Auch 'er weitere Verlauf, d. h. die Abnahme von ζ_0 im Gebiete $u > a$ deckt sich mit neueren Versuchen befriedigend, sodass auch dieses Problem durch unsere Theorie hinreichend aufgeklärt erscheint.[1])

1) Siehe z. B. die Widerstandskurve von Siacci in der Rivista d'artiglieria e genio 1896, S. 341. In Fig. 5 ist übrigens der Anfangswert für $u = 0$ nicht richtig bezeichnet, wie aus Gl. (19) hervorgeht. Ausserdem ist zu bemerken, dass die obenstehende Theorie streng genommen nur für unendlich kurze Geschosse, bezw. dünne Scheiben gilt.

Göttingen, Institut für technische Physik.

(Eingegangen 1. März 1903.)

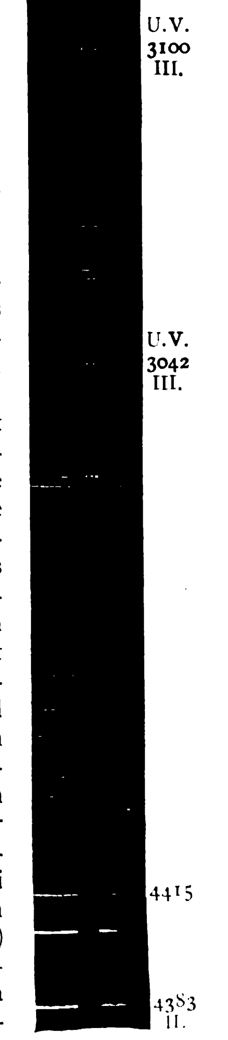
Über nur für ultroviolettes Licht durchlässige Schirme und deren Verwendung in der Spektralphotographie.

Von R. W. Wood.

In einer kürzlich an das „Philosophical Magazine“ und das „Astrophysical Journal“ eingesandten Mitteilung habe ich einen Schirm beschrieben, durch den hindurch eine Gasflamme gänzlich unsichtbar ist, der aber doch ultraviolettes Licht in genügender Menge durchlässt, dass man imstande ist, mit Hilfe einer Bogenlampe und einer konvexen Linse einen dunklen Lichtbrennpunkt für Strahlen zwischen den Wellenlängen 0,00033 und 0,00034 darzustellen, in dem ein Stück Uraniumnitrat mit glänzender grüner Phosphorenz aufglüht. Die Substanz, die es mir ermöglicht hat, einen derartigen Schirm herzustellen, ist das Nitroso-Dimethylanilin, dessen eigentümliche optischen Eigenschaften ich in einer früheren Arbeit erwähnt habe und augenblicklich untersuche. Eine verdünnte Lösung dieser Substanz in Glycerin oder ein mit demselben gefärbtes Gelatinefilm absorbiert zwischen den Wellenlängen 0,00050 und 0,00037 stark und lässt sonst alles durch, sogar bis zu der letzten Kadmiumlinie bei etwa 0,00020. Wenn man eine oder mehrere Scheiben sehr dichten Kobaltglases mit gefärbten Gelatinefilms überzieht, so wird nur das äusserste Rot und das Ultraviolett durchgelassen. Das Rot entferne ich schliesslich vermittels einer sehr dünnen Scheibe von Chances „Signalgrünglas“, wie dies von Herrn Ives bei seinem Chromoskop für den ersten Reflektor benutzt wird.

Die in einer Quarzzelle enthaltene Glycerinlösung dürfte sich bei mancherlei Untersuchungen, wo es wünschenswert ist, gerade das aktinische Blau und das violette Licht zu eliminieren und nur das Ultraviolett übrig zu behalten, sehr nützlich erweisen, zum Beispiel beim Photographieren von Spektren höherer Ordnung mit konkavem Gitter. Mit einer solchen Zelle habe ich das ultraviolette Eisenspektrum dritter Ordnung unbeeinflusst vom Blau zweiter Ordnung photographiert. Eine Wiedergabe eines kleinen Teiles dieses Photogramms ist auf beigefügter Figur zu sehen. Der Mittelstreifen ist ultraviolett dritter Ordnung. die äusseren Streifen sind mit durchschnittenem Schirm aufgenommen und zeigen übereinander gelagert die zweite und dritte Ordnung.

Ich habe auch die Kadmiumlinien zwischen 0,00020 und 0.00025 im Funkenspektrum zweiter Ordnung photographiert, ungestört von den mit ihnen vermischten Luftlinien erster Ordnung. Wenn man diese Anwendung im Auge hat, so hat es keinen Zweck, das Nitroso-Dimethylanilin mit dem gefärbten Glase zu kombinieren, da das nicht aktinische Licht nicht stört und das Glas alles absorbiert, was unterhalb von 0,00033 liegt. Der dunkle Schirm lässt eine sehr geringe Menge sichtbaren Lichtes durch, wenn man den Lichtbogen benutzt, vor allem das der letzten sichtbaren Cyanogenbande, so dass der Brennpunkt nicht absolut dunkel ist, sondern ein daselbst angebrachtes Stück Papier eine schwach lavendelblaue Färbung zeigt. Ich habe auch Schirme hergestellt, die einen absolut dunklen Brennpunkt geben; dann ist aber das Ultraviolett so bedeutend schwächer, dass ich es vorziehe, ein wenig vom äussersten Violett hindurchzulassen, weil das Uraniumnitrat dann so bedeutend heller leuchtet. Ich habe auch einen Schirm hergestellt, bestehend aus einem Gelatinefilm aus Glas, gefärbt mit einer Mischung von Nitroso-Dymethylanilin und Uranin, der bei Benutzung mit einer gewöhnlichen (d. h. nicht orthochromatischen) photographischen Platte ein ausschliesslich mit ultraviolettem Lichte aufgenommenes Photo-





gramm liefert. In der Originalarbeit sind derartige Photographien von Landschaften wiedergegeben, die gewisse merkwürdige Eigentümlichkeiten zeigen. Augenblicklich bin ich mit Versuchen beschäftigt, um festzustellen, ob irgend welche Besonderheiten an Photographien des Mondes und anderer den Astronom interessierenden Dinge, die auf diese Weise hergestellt sind, zu beobachten sind.

Baltimore Md., John Hopkins Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 3. Februar 1903.)

Über elektrische Resonanz von Metallkörnern für Lichtwellen.

Von R. W. Wood.

Seit dem Erscheinen meiner beiden Arbeiten über obigen Gegenstand im „Philosophical Magazine"[1]) sind zwei auf dasselbe Thema bezügliche Mitteilungen veröffentlicht worden. Die erste derselben ist von F. Kirchner[2]); daselbst werden die Farben der Lippmannschen Photogramme derselben Ursache zugeschrieben. Da nun aber die Anwesenheit von durch die stehenden Wellen abgeschiedenen Reflexionslamellen in dem von Dr. Neuhauss zu Berlin angefertigten schönen Photogramm eines Teiles dieser Films nachgewiesen worden ist, und da die Entfernung zwischen diesen Lamellen verschieden ist, je nachdem die Platte nass oder trocken ist, scheint es mir, dass die Annahme einer Resonanz in diesem Falle unnötig ist. Ich weiss sehr wohl, dass beim Lippmannschen Prozess zwischen den Thatsachen und der Theorie nur mangelhafte Übereinstimmung herrscht; aber Verfasser bespricht diesen Umstand nicht und erklärt auch nicht, warum er die gewöhnliche Erklärung der Farben verworfen hat: kurz, die Interferenz wird in der Arbeit nicht erwähnt.

Die zweite Mitteilung ist von J. Kossonogoff und ist in dieser Zeitschrift (4, 208, 1903) erschienen; dieselbe behandelt Erscheinungen, die mit den in meinen früheren Arbeiten beschriebenen identisch sind.

Verfasser führt aus, dass ich in diesen Arbeiten metallische Films behandelt hätte, welche im sichtbaren Spektrum selektive Reflexion zeigten; er erwähnt jedoch nicht, dass ich dieselben auf Rechnung von Resonanz für Lichtwellen gesetzt habe, indem die selektive Wellenlänge von der Grösse der Metallkörnchen, ihrer gegenseitigen Entfernung und der Dielektrizitätskonstante des Mediums abhängt, in das sie eingebettet sind. Die Schlussfolgerungen, die er am Ende seiner Arbeit giebt, differieren in keiner Weise von denen, die ich in meiner ersten Arbeit angeführt habe. So weit ich sehen kann, sind in seiner Arbeit keinerlei neue experimentelle oder theoretische Thatsachen aufgeführt, ausgenommen den in seinem Telegramm angegebenen Umstand, dass er Resonanz in Schmetterlingsflügeln entdeckt hätte. Die mikroskopische Beobachtung der Körner, die durch Erwärmen erzeugte Farbenveränderung des Films, die von ihm angeführte Verschiebung des Absorptionsstreifens, wenn der Film mit einer Flüssigkeit von hoher Dielektrizitätskonstante benetzt wird, dies alles ist bereits in meinen Arbeiten erwähnt worden. Er behauptet, er hätte Körner in Goldfilms beobachtet und ich wäre dazu nicht imstande gewesen. Wenn er auf Seite 427 meiner zweiten Mitteilung nachsehen will, so wird er finden, dass dem nicht so ist, da ich ausdrücklich erwähne, dass ich bei der Untersuchung von mit einem Diamanten auf Goldfilms gezogenen Strichen zahlreiche kleine Körnchen von etwa derselben Grösse wie die früher beschriebenen Natriumpartikel entdeckt habe.

Verfasser erwähnt zu Beginn seiner Arbeit, dass er seine ersten Resultate zu Anfang des Jahres 1902 erhalten und Prof. N. Schiller mitgeteilt hätte. Wenn es erlaubt ist, von privaten Mitteilungen zu sprechen, so muss ich sagen, dass meine ersten Versuche mit granularen Films von Alkalimetallen im Frühjahr 1901 gemacht wurden und dass ich in einem Briefe an Prof. Ames im Juli desselben Jahres meine Überzeugung aussprach, dass die Farben nur durch elektrische Resonanz der kleinen Metallkörnchen zu erklären wären.

Er schliesst seine Arbeit mit folgenden Worten: „Da zu dem von den Metallschichten reflektierten Lichte eine grosse Menge von jedem Lichte beigemischt ist, welches von der Glasfläche reflektiert ist, so muss man bei beschriebenen Untersuchungen das Licht durch zwei gekreuzte Nicols gehen lassen." Hierzu ist eine Anmerkung des Inhalts beigefügt, dass alle diese Beobachtungen am 28. Oktober 1902 (einen Monat nach Veröffentlichuug meiner zweiten Arbeit) der Physik. Ges. zu Kiew mitgeteilt worden seien. Im Anschluss an diesen Schlussparagraphen mag es der Mühe wert sein, aus meiner Arbeit folgendes zu citieren: „In Anbetracht der Durchsichtigkeit der Films ist dem selektiv reflektierten Lichte eine Menge weisses Licht beigemischt; dieses kann vermittels eines Nicols abgehalten werden, wenn die Reflexion im Polarisationswinkel für Glas stattfindet; dann erscheint das nunmehr unpolarisierte gefärbte Licht des Films ausserordentlich hell".

Baltimore Md., John Hopkins Universität, 22. Januar 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 3. Februar 1903.)

1) Phil. Mag., April, 396; Okt., 425, 1902.
2) Königl. Sächs. Ges. zu Leipzig, Sitz. vom 30. Juni 1902.

Zur optischen Resonanz. I.

Von A. Bock.

Erscheinungen und Thatsachen, welche Herr J. Kossonogoff[1]) an fein zerstäubten Substanzen qualitativ und dann an den Schuppen von Schmetterlingsflügeln quantitativ beobachtet und auf Grund von elektromagnetisch beobachteter selektiver Reflexion von Wellen als optische Resonanz erkannt hat, wurden von mir 1893 bis 1895 am R. v. Helmholtzschen Dampfstrahl studiert.[2])

Die Entdeckung stehender Lichtwellen durch Wiener war damals noch neu und wirkte anregend und es war meine Überzeugung, dass Wasserkügelchen mit einem Durchmesser von der Ordnung einer Lichtwellenlänge λ selbst, eben nur solches Licht wieder ausstrahlen könnten, indem der Lichtäther in ihnen in stehende Schwingungen versetzt würde.

Herr W. Kutta[3]) machte mir vor drei Jahren den Vorschlag, analog der Dampfwolke mit gleichen Tröpfchen, ein System elektromagnetisch gleichgestimmter Resonatoren aufzubauen und mit elektromagnetischen Wellen zu experimentieren analog wie mit dem Dampfstrahl, um zu entscheiden, ob die optischen Erscheinungen am Dampfstrahl mehr einen zufälligen Charakter besitzen, oder ein fundamentales Gesetz zum Ausdruck brächten. Diese Frage wurde unterdessen von Herrn J. Kossonogoff[4]) und besonders von den Herren Aschkinass und Schaefer erledigt und auf Grund der Resultate eben von ersterem nach optischer Resonanz gesucht.

I. Bestimmung der Tropfengrösse.

Wasserdampf, welcher aus einer Röhre mit Spitze von etwa 1,7 mm lichter Weite unter circa 100 mm *Hg*-Druck ausströmt, kann durch Luft, welche Säure, etwa Salzsäure durchperlt, und ganz in der Nähe der Spitze, wo der Dampf noch unsichtbar ist, hineingeblasen wird, beliebig gefärbt werden. Die Säure befindet sich in einem kleinen Fläschchen, welches wie eine Gaswaschflasche eingerichtet ist.

Der Dampfstrahl befindet sich am besten in der Nähe eines hohen Fensters, horizontal und parallel letzterem; der untere Teil des Fensters ist schwarz verhängt und vom oberen Teile aus wird der Strahl vom Tageslicht diffus beleuchtet und zwar am besten, wenn der Himmel gleichmässig bedeckt ist. —

Tritt der Luftsäurestrom in Aktion, immer unter demselben Druck und den Dampfstrahl immer an demselben Orte angreifend, so erscheint der Strahl prächtig azurblau, verdünnt man die Säure, erhält man der Reihe nach grünlich, gelb, bis zum Rot mit allen Übergangsfarben, wobei leider die Intensität der Farben abnimmt.

Befanden sich in der Vorlage 20 ccm reine konzentrierte Säure, so färbte sich der Dampfstrahl tief azurblau bis violett; im Spektroskop leuchteten nur diese Partien. Ich fügte 1 ccm Wasser hinzu und von dieser Mischung wurden ebenfalls nur 20 ccm in die Vorlage gebracht und die Farbe wieder untersucht, sodann wurde zum Gesamtquantum, also zu den 21 ccm wieder 1 ccm Wasser gebracht u. s. w. In der Vorlage befanden sich immer nur 20 ccm Mischung. Der in den Dampfstrahl getriebene Luftstrom war also proportional aktiv der Konzentration. Reines Wasser von Zimmertemperatur brachte nämlich keine Wirkung hervor. Das Säuregemenge wurde immer auf Zimmertemperatur gehalten. Es wurde nun die Konzentration, mit welcher die Versuchsreihe begonnen wurde, = 1 gesetzt, so dass dann bei Hinzufügen von 1 ccm Wasser dieselbe $= \frac{20}{20+1} = 0{,}95$ war; daneben wurde die beobachtete Farbe notiert. In folgender Tabelle repräsentieren die Zahlen die Konzentrationsgrenzen, zwischen welche hinein die Farben fallen. Es wurde mit drei Säuren gearbeitet. Sofort in die Augen fallend ist, dass alle drei Säuren bei derselben relativen Konzentration dieselbe Farbe hervorbringen.

Farbe	blau	grün	gelb	rot
Salzsäure . .	1.00—0,87	0.87—0.74	0.74—0.65	0.65—0.61
Salpetersäure	1.00—0.91	0.91—0.77	0.77—0.67	0.67—0.61
Schwefelsäure	1.00—0.91	0.91—0.77	0.77—0.71	0.71—0.65
Mittel . . .	0.95	0.83	0.72	0.65
Lichtwellenlänge . .	0.000466	0.000530	0.000589	0.000702

Diese Mittel der Konzentration verhalten sich wie

$$1 : 0{,}874 : 0{,}758 : 0{,}684$$

und die reziproken Werte der reflektierten Lichtwellenlängen, die reziproke Zahl von blau der Einheit gleichgesetzt wie

$$1 : 0{,}883 : 0{,}764 : 0{,}664.$$

Übereinstimmung der Zahlen ist zweifellos vorhanden.

A. „Wählt man die massgebenden Faktoren so, dass die Säure den Dampfstrahl gerade tiefblau färbt und setzt dann die Konzentration = 1, verdünnt die Säure, erprobt wieder die Farbe, so ver-

1) Diese Zeitschrift **4**, 208 u. 258, 1903.

2) Als Assistent am physikal. Laboratorium der Techn. Hochschule München unter Prof. L. Sohncke.

3) Privatdozent an der Techn. Hochschule München.

4) Zur Frage der Dielektrika: Diese Zeitschrift **3**, 207, 1902; ferner Aschkinass u. Schaefer, Ann. d. Phys., **5**, 489, 1901.

halten sich die relativen Konzentrationen wie die reziproken Werte der Wellenlängen der vom Dampfstrahl selektiv reflektierten Lichtwellen."

Ein Wasserkügelchen vom Radius r, das im Dampfstrahl schwimmt, ist umgeben im Mittelwert von Wasserdampf, Spannkraft e, welcher für die dort herrschende Temperatur mindestens gesättigt ist. Infolge der Krümmung herrscht an der Oberfläche ein grösserer Dampfdruck p und wir haben nach Lord Kelvin

$$p - e = \frac{2\,T\sigma}{s} \cdot \frac{1}{r},$$

wo T die Oberflächenspannung und s das spezifische Gewicht des Wassers bezeichnet; σ ist die zu e gehörige Dichte des Dampfes.

In dem Säureluftstrome ist effektiv sehr wenig Säure enthalten und bei sehr geringen Säuremischungen mit Wasser ist die Verminderung der Dampfspannung direkt proportional der Konzentration; somit folgt aus der Gleichung, in welcher $p-e$, dieser Überdruck auf den Wasserkügelchen durch die Säure direkt proportional der Konzentration beeinflusst wird, sofort das Gesetz:

B. „Der Durchmesser der Wasserkügelchen ist direkt proportional der Länge der Lichtwellen, welche die Kügelchen selektiv reflektieren."

Ich bemerke noch, dass $\frac{2\,T\sigma}{s}$ hier eigentlich nur Rechengrösse ist; T wird höchstens um 1 Proz. beeinflusst. Der Säureluftstrom findet die Kugeln schon fertig vor und verhindert nur das Verdampfen und Überdestillieren der kleineren Tröpfchen auf die grösseren, wie aus folgendem auch klar wird.

Es handelt sich jetzt nur noch darum, für eine Farbe des Dampfstrahls die absolute Tropfengrösse zu bestimmen. Der Weg ist ein indirekter.

Beim natürlichen Dampfstrahl erkennt man, bei schon beschriebener Beleuchtung mit diffusem Tageslicht, von der Spitze ab der Reihe nach verschiedene Farbenzonen.

Zone I unsichtbar bis grau, es folgt dann
„ II blau,
„ III grünlich,
„ IV gelb,
„ V rot,

sodann breitet sich der Strahl aus und erhält das bekannte weissgraue Aussehen.

Hieraus ersieht man, wie von der Ausströmungsöffnung ab die Kügelchen immer grösser werden und zwar nach obiger Gleichung dadurch, dass der Dampf von der Oberfläche der kleineren, wo der Dampfdruck ein grösserer ist, nach der Oberfläche der grösseren, wo der Druck kleiner ist, hinüberströmt und die kleinen verdampfen und die grösseren wachsen. Dass das Einbringen von Säureluft nicht tropfenbildend, sondern nur konservativ wirkt, beweist die Thatsache, dass, wenn man unter Anwendung von konzentrierter Säure in der Vorlage den durchgeblasenen Luftstrom etwa in Zone III angreifen lässt, der Dampfstrahl sich ganz grünlich färbt, ob man stark oder schwach bläst; analog ist es mit den anderen Zonen. Dies ist ein Mittel, um nach Belieben den Dampf mit konzentrierter Säure zu färben. Durch die Säure wird hier einfach auf den grünen Tropfen die Dampfspannung so erniedrigt, dass kein Verdampfen der kleineren Tropfen und Hinüberdestillieren auf die grösseren erfolgt. Bei den früheren Versuchen, wo die Konzentration der Säure geändert wurde, liess man den Säureluftstrom immer in Zone I angreifen, und die betreffende Konzentration konnte eben nur eine bestimmte Tropfengrösse am Verdampfen verhindern, also den Überdruck $(p-e)$ modifizieren.

R. v. Helmholtz hat durch adiabatische Druckverminderung in einer Röhre aus reinem Wasserdampf Nebel gebildet[1]) und hat direkt für 40^0 C. den Wert $lg\left(\frac{p}{e}\right) = 0{,}0036$ erhalten, für den Moment, wo in der Nebelröhre eben Wasserkügelchen auftraten. Da sich hieraus für den Durchmesser der Kügelchen $2\,r = 0{,}000520$ mm ergiebt, die Wellenlänge des grünen Lichtes, so machte ich die Hypothese, dass in Zone III Kügelchen von dieser Grössenordnung existieren. Ich setzte hypothetisch deren Durchmesser $2\,r^1 = 0{,}000530$ mm, bestimmte mit einem Thermometer mit sehr kleinem Gefäss in Zone III die Temperatur zu 66^0; hierzu findet sich aus Tabellen

$$T = 6{,}7,\ \sigma = 0{,}00017701,\ e = 195{,}7 \text{ mm } Hg$$

und es ergiebt sich nach obiger Gleichung

$$lg\left(\frac{p}{e}\right) = 0{,}00347.^{2)}$$

Die Werte stimmen so sehr, dass der hypothetisch angenommene Wert für den Tropfendurchmesser in der grünen Zone sich als richtig erweist. Die Gleichung gilt hier strenge, da die Tröpfchen auf natürliche Weise entstehen und wachsen.

Es ergiebt sich demgemäss im Vereine mit dem unter B Gesagten:

C. „Im gefärbten R. v. Helmholtzschen Dampfstrahl ist der Durchmesser der Tröpfchen von der Ordnung der Wellen-

1) Wied. Ann. **27**, 508, 1886.

2) Da der Wert von $log\left(\frac{p}{e}\right)$, wie R. v. Helmholtz glaubt, von der Temperatur abhängig ist, so vergleiche S. 28 der im folgenden citierten Abhandlung.

länge derjenigen Lichtart, welche er selektiv reflektiert."

Hiermit ist auf evidente Weise an kondensierenden Dämpfen optische Resonanz und selektive Reflexion nachgewiesen.[1])

1) Obige Resultate sind in breiter Ausführung enthalten in: A. Bock: Über die Dampfspannung an gekrümmten Flüssigkeits-Oberflächen, Programm d. k. Realschule Rothenburg a. T. 1896. — Für Interessenten sicherlich vom betreff. k. Rektorate erhältlich, soweit Vorrat vorhanden.

Passau, 6. Februar 1903.

(Eingegangen 11. Februar 1903.)

Die Lichtbrechung der Chromosphäre. Berechnung in zweiter Annäherung.

Von A. Schmidt.

Wäre eine leuchtende Kugel vom Radius r umgeben von einer homogenen lichtbrechenden Atmosphäre vom Brechungsindex n und von der Höhe h, und würde ein Lichtstrahl von der leuchtenden Oberfläche auf dem Wege CBA (Fig.) unter einmaliger Brechung in B zum Auge A in der Entfernung e vom Kugelmittelpunkt O gelangen, so würde zwischen den entsprechenden Winkeln des Strahles mit den Einfallsloten, φ bei A, α und β bei B, γ bei C die Beziehung bestehen:

$$r\,n\,\sin\gamma = (r+h)\,n\,\sin\beta = (r+h)\sin\alpha = e\sin\varphi.$$

Aus der Vernachlässigung der Schichthöhe h, d. h. der Identifizierung von β und γ, müssten zwei Fehler entspringen, auf deren einen schon in der ersten Abhandlung[1]) hingewiesen wurde. Die Helligkeit H würde in der Berechnung der Null um so näher gebracht, je näher eine Stelle dem Rande läge, weil α den Wert 90^0 am Rande erreichen würde, die Helligkeit

$$H = H_0 \cos^2\alpha : \cos^2\beta$$

gleich Null würde. Thatsächlich erreicht nur γ diesen Grenzwert 90^0, während bei genügend grossem Werte von h der Winkel β unter dem Betrag des Grenzwinkels der Totalreflexion, also α unter 90^0 bleibt.

Noch mehr bei nichthomogener, mit der Höhe an optischer Dichte abnehmender Atmosphäre ist der Randwert von α unbedingt kleiner als 90^0.

Zweitens muss die Vernachlässigung von h einen zu kleinen Wert von n auf der ganzen Scheibe ergeben. Da nämlich

$$\sin\alpha = n\sin\beta = n\,\frac{r}{r+h}\sin\gamma = n^1\sin\gamma$$

ist, so wird die Gleichsetzung von β und γ statt des wahren Wertes n den Wert n^1 oder wenigstens einen mittleren Wert zwischen n und dem kleineren n^1 ergeben. Auch dieser bei unserer ersten Berechnung begangene Fehler gilt nicht minder für den Fall der nichthomogenen Atmosphäre.

1) Diese Zeitschr. 4, 282, 1903.

Es empfiehlt sich daher, diese beiden Fehler dadurch zu vermeiden, dass man bei der Unkenntnis des wahren Gesetzes der Dichteabnahme für die Berechnung von n zunächst eine unbestimmt hohe homogene Atmosphäre, gleichsam eine unbekannte reduzierte Atmosphärenhöhe annimmt. Dabei wäre es eine unnötige Beschränkung, für die 6 Spektralgebiete, die unbekannte Grösse h als gleich vorauszusetzen. Denn selbst wenn die Photosphäre eine bestimmte Fläche darstellen sollte, liesse sich eine für die verschiedenen Brechungsindices gleiche reduzierte Atmosphärenhöhe nicht erwarten.

Unsere Berechnung der n gestaltet sich nun so: Für jedes Spektralgebiet der im Früheren mitgeteilten H. C. Vogelschen Tabelle[1]) bezeichnen wir die Abstände von der Scheibenmitte in Mass des Radius mit k_1, k_2, k_3 . . ., die mit 100 dividierten Helligkeitsprozente der Vogelschen Messungen (früher mit H/H_0 bezeichnet) mit a_1, a_2, a_3 . . in jedem Spektralgebiet, die zugehörigen Werte von α mit α_1, α_2, α_3 . . . Für jedes Spektralgebiet mit seinen 13 Beobachtungswerten ergeben sich dann 13 Systeme von Gleichungen zwischen den Grössen φ, α, $r+h$, a, k, n, aus welchen sich nach Elimination der andern Grössen folgende Beziehung zwischen n und den Werten von a und k ableitet: Für je zwei Indices s und t ist

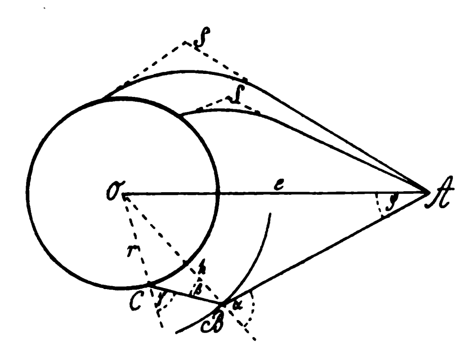
$$1)\qquad n^2 - 1 = (k_s^2 - k_t^2) : \left(\frac{k_t^2}{1-a_t} - \frac{k_s^2}{1-a_s}\right)$$

Jedes Spektralgebiet liefert also $\frac{13\cdot 12}{1\cdot 2} = 78$ Einzelbestimmungen von n durch Kombination der 13 Beobachtungen zu je zweien.

Die Präzision und Brauchbarkeit der 78 Werte ist eine sehr ungleiche. In erster Linie sind es die Randwerte von a, welche sich der Hypothese eines bestimmten Wertes h einer reduzierten Atmosphärenhöhe unmöglich fügen können. Das zu verlangen, würde heissen, die in unserer Figur mit S bezeichneten Punkte, in welchen sich die Anfangsrichtungen der Strahlen mit den Richtungen schneiden, in denen sie zum Auge kommen, müssen auf einer zur Photosphäre konzentrischen Kugelfläche liegen, während doch bei rund umlaufenden Randstrahlen diese Punkte ins Unendliche rücken. Wieweit die Hypothese die Annäherung zum Rande erträgt, muss der Erfolg der Berechnung zeigen.

Es geben ferner die der Mitte nächsten Beobachtungen a zu ungenaue Werte von $1-a$,

1) Ber. Berl. Akad. S. 104, 1877.



so dass auch diese Grössen für die Berechnung keine besonderen Dienste leisten, sie sind brauchbar zur Rechnungsprobe. Auch die aus unmittelbar aufeinander folgenden Beobachtungswerten gebildeten Kombinationen lassen den Einfluss der Beobachtungsfehler sehr stark hervortreten, welche bei den Kombinationen weiter entfernter Glieder in den Differenzen eine verhältnismässig kleinere Rolle spielen.

Demgemäss wurden nur die zu $k_3 = 0{,}3$ bis $k_{11} = 0{,}9$ gehörigen Beobachtungen zur Berechnung benützt, auch dies unter Weglassung der Sequens-Kombinationen, so dass jeder Wert von n (ohne weitere Bewertung der Präzision) sich als Mittel aus 28 berechneten Einzelwerten ergab. Um einen Überblick über die verschiedenen Mittelwerte von n zu geben, je nach der Beschränkung auch auf kleinere Gebiete, wie k_3 bis k_5 mit einem Mittel aus 3 Werten, k_3 bis k_7 mit Mittel aus 6 Werten, k_3 bis k_8 mit 10, k_3 bis k_9 mit 15, k_3 bis k_{10} mit 21 und endlich k_3 bis k_{11} mit 28 Werten zur Mittelbildung, sind folgende Rechnungsergebnisse zusammengestellt:

Werte der Brechungsindices n

	I	II	III	IV	V	VI
k_3-k_6	1.2845	1.2718	1.2737	1.3741	1.1304	1.1051
k_3-k_7	1.3019	1.2823	1.2860	1.3831	1.1119	1.0859
k_3-k_8	1.3209	1.2843	1.2817	1.3702	1.1043	1.0740
k_3-k_9	1.3375	1.2799	1.2738	1.3518	1.1022	1.0681
k_3-k_{10}	1.3472	1.2747	1.2660	1.3343	1.1042	1.0647
k_3-k_{11}	1.3489	1.2705	1.2587	1.3177	1.1082	1.0635

In wirklich überraschender Weise tritt aus dieser Zusammenstellung die Spektralgruppe IV heraus mit ihrem anomalen Verhalten. Die Vergleichung der Beobachtungswerte a dieser Gruppe mit denen der Nachbargruppen liess erwarten, ihr Wert n werde zwischen denen der Gruppen II und III sich ergeben. Das zeigte auch unsere frühere Berechnung in erster Annäherung. Nun aber stellt sich der Wert von n zwischen diejenigen von I und II, er droht selbst den von Gruppe I zu überflügeln. Ich war geneigt, dieses Ergebnis für einen Rechenfehler zu halten. Es liegt indessen im Verlauf der Werte a der Gruppe IV begründet. Die zur Berechnung benutzten Werte von k_3 bis k_{11} stehen zuerst näher bei denjenigen der Gruppe II, zuletzt näher bei denjenigen der Gruppe III, das Gesetz ihres Verlaufs ist also ein vom Gesetz dieser Gruppen abweichendes. Eine zweite Besonderheit der Gruppe IV liegt in der starken Abnahme der berechneten Werte n mit der Erweiterung des Beobachtungsgebietes von k_5 ab. Der ganzen Gruppe IV scheint gar kein genauerer einheitlicher Wert von n zu passen.

Vielleicht darf das so erklärt werden: Das Spektralgebiet IV, welches zwischen 510 und 515 $\mu\mu$ liegt, ist dem Anomalieherde so benachbart, dass selbst innerhalb dieses kleinen Gebietes eine erhebliche Dispersion besteht. Infolge hiervon müssen die centralen Teile der Sonnenscheibe einen grösseren Anteil an den brechbareren Strahlen des Gebietes aufweisen, als die von der Mitte entfernten Teile, in welchen die weniger brechbaren Strahlen stärker vertreten sind. In geringerem Masse zeigen auch die anderen Gruppen ausser I diese Besonderheit, besonders die ohnedies etwas breite Gruppe V (573—585 $\mu\mu$), welche auf der andern Seite des Anomalieherdes liegt.

Um für die ganze Berechnung eine Probe zu erhalten, war die Aufgabe zu lösen, mittels der gefundenen Werte n theoretische Werte b der relativen Helligkeit für verschiedene Werte von k zu berechnen. Die Differenzen der b und der a lassen dann sowohl im allgemeinen erkennen, wie weit die Anschauung, dass die Abnahme der Helligkeit von der Mitte zum Rande eine Wirkung der Refraktion sei, Berechtigung hat, als auch im besonderen lässt sich aus einer solchen Berechnung erkennen, wieweit die Hypothese einer reduzierten Atmosphärenhöhe zu einer Näherungsrechnung sich brauchbar erweist. Zur Berechnung leitete ich aus Gleichung (1) unter Ersatz der aus den Werten von a gewonnenen Mittelwerte der Funktionen $k^2:(1-a)$ durch die Funktion $k^2:(1-b)$ folgende zwei Gleichungen ab:

$$2)\quad \frac{1}{1-b_{13}} = \frac{1}{9}\,\Sigma_3^{11}\left(\frac{k^2}{1-a}\right) + \frac{1}{9}\,\frac{\Sigma_3^{11}(k^2)}{n^2-1} - \frac{1}{n^2-1}$$

$$3)\quad \frac{k_s^2}{1-b_s} = \frac{1}{1-b_{13}} + \frac{1-k_s^2}{n^2-1}$$

Damit ergab sich, Gruppe für Gruppe, eine Liste der berechneten Werte b_1 bis b_{13}. Da ich die H. C. Vogelsche Tabelle der a schon in der früheren Abhandlung mitgeteilt habe, folgt hier die Liste der Differenzen $100b - 100a$. Da die Beobachtungswerte a nur auf Zehntelprozente angegeben sind, bedeutet eine Differenz 0.05 Übereinstimmung.

Berechnung — Beobachtung.
in Prozenten der Helligkeit der Scheibenmitte.

k	I	II	III	IV	V	VI
0.1	0.00	+ 0.06	0.00	— 0.03	+0.02	−0.01
0.2	— 0.11	— 0.08	— 0.02	— 0.04	+0.04	+0.05
0.3	— 0.01	+ 0.02	— 0.02	+ 0.03	+0.02	+0.04
0.4	— 0.24	0.00	+ 0.09	+ 0.05	—0.07	− 0.02
0.5	+ 0.10	+ 0.05	+ 0.13	+ 0.08	—0.25	—0.15
0.6	+ 0.44	+ 0.02	— 0.19	— 0.25	—0.22	—0.43
0.7	+ 0.33	— 0.33	— 0.35	— 0.55	+0.62	—0.06
0.75	+ 0.20	— 0.35	— 0.32	— 0.51	+1.00	+0.32
0.8	— 0.15	— 0.15	— 0.16	— 0.25	+1.22	+0.69
0.85	— 0.35	+ 0.18	+ 0.22	+ 0.36	+0.54	+1.12
0.9	— 0.79	+ 0.80	+ 1.03	+ 1.84	—1.83	+1.70
0.95	+ 2.44	+ 4.97	+ 4.26	+ 6.50	—6.86	+2.08
1.0	+11.05	+11.63	+22.76	+24.84	+9.08	+4.08

(Eingegangen 22. Februar 1903.)

Über die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe.

Von H. Seeliger.

Die spektralphotometrischen Beobachtungen des Herrn H. C. Vogel über die Helligkeitsverteilung auf der Sonnenscheibe, von denen in der letzten Nummer dieser Zeitschrift[1]) die Rede war, habe ich vor 11 Jahren bearbeitet[2]) und eine beinahe vollkommene Darstellung der Messungsresultate erhalten, indem die gewöhnliche Extinktionstheorie und zwar in der Laplaceschen Form zur Anwendung kam. Es wurde dabei als Grundlage der Rechnung das Schema angenommen: jedes Element des eigentlichen leuchtenden Sonnenkörpers sende Licht aus nach dem von glühenden Massen befolgten Gesetze, nach welchem die Intensität des ausgesandten Lichtes proportional dem Cosinus des Emanationswinkels ist und dieses Licht erleide in einer in konzentrischen Kugelschichten angeordneten Atmosphäre Absorption. Über die Berechtigung dieser Grundlagen hier von neuem zu verhandeln, scheint mir nicht am Platz zu sein. Es mag nur erwähnt werden, dass sich dagegen um so weniger etwas wesentliches vorbringen lässt, als die äussersten Randpartien der Sonnenscheibe, wo jedenfalls Umbiegungen der Refraktionkurven auftreten, wie ich damals erörtert habe, nicht in Frage kommen sollen. Der Gang der Rechnung war folgender: die Flächenhelligkeit $\mathfrak{J}$ in einem Punkt der Sonnenscheibe steht mit der Helligkeit $\mathfrak{J}_0$ im Centrum in der Verbindung:

$$log \frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_0} = - \nu_1 R_{(z)}$$

wo ν_1 der Absorptionskoeffizient und $R_{(z)}$ der Betrag der Refraktion ist, welche ein Strahlenbündel erleidet, das vom betrachteten Oberflächenelement der Sonne unter der Zenithdistanz z ausgesendet werden muss, um in das Auge des Beobachters zu gelangen. Bezeichnet man mit μ_0 den Brechungsindex der Atmosphäre an der Oberfläche des Sonnenkörpers, i_1 den scheinbaren Winkelabstand des betr. Elementes vom Centrum der Sonnenscheibe, σ_0 den scheinbaren Radius des Sonnenkörpers, wie derselbe ohne Atmosphäre erschiene, so ist strenge:

$$sin\, z = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{sin\, i_1}{sin\, \sigma_0} \qquad (1)$$

Herr Vogel hat den Ort, auf den sich die jedesmalige Messung bezog, dadurch bestimmt, dass er in einem zum Hauptfernrohr parallelen Sucher das Sonnenbild betrachtete, den scheinbaren Radius S dieses Sucherbildes in gleiche Teile teilte und auf die verschiedenen Teilpunkte einstellte. So wurde

$$\varrho = \frac{i_1}{S}$$

bestimmt und die Messungen wurden für $\varrho = 0.1$, 0.2 etc. bis 0.9 schliesslich für $\varrho = 0.95$ ausgeführt. Ersetzt man in (1), was selbstverständlich erlaubt ist, die Sinus durch die Bogen, so wird also

$$sin\, z = \frac{\varrho}{\mu_0} \cdot \left(\frac{S}{\sigma_0}\right) = \frac{\varrho}{\mu_0} \cdot k.$$

Ich habe a. a. O. $k = 1$ gesetzt, ohne ausführliche Begründung. Eine solche schien deshalb ganz unnötig, weil sich im Verlaufe der Untersuchung zeigte, dass man die absoluten Werte von μ_0 ohnehin nicht bestimmen kann und sich nur herausstellte, dass die μ_0 für die verschiedenen Farben verschieden herauskommen, demnach eine bedeutende Dispersion auf der Sonne vorhanden zu sein scheint. Es kommt demnach hier nur in Frage, dass k von der Farbe unabhängig sei und das ist selbstverständlich strenge der Fall. Ob indessen k wesentlich von 1 verschieden ist, darüber mag man verschiedener Ansicht sein. Ich selbst habe die Meinung vertreten, dass k sehr nahe $= 1$ anzunehmen sein wird und ich sehe keinen Grund ein, von dieser Ansicht zurückzukommen. Doch gehe ich zur Vermeidung jeglicher Polemik auf diesen Punkt nicht näher ein.

Dagegen möchte ich etwas anderes zur Sprache bringen. Die zur Anwendung gekommene Extinktionstheorie nimmt bekanntlich, wie wohl alle ähnlichen Theorien, nicht auf den Umstand Rücksicht, dass die von einem leuchtenden Flächenelemente ausgehenden Strahlen durch die Brechung in der Atmosphäre divergenter gemacht werden, wenn sie von innen nach aussen und konvergenter, wenn sie von aussen nach innen verlaufen. Die Grösse der Vermehrung oder Verminderung der Divergenz hängt offenbar von der Richtung des Strah-

1) Diese Zeitschrift **4**, 283, 1903.
2) Über die Extinktion des Lichtes in der Atmosphäre. Sitzungsberichte der Münchener Akademie, Nov. 1891.

lenbündels ab. Die Nichtberücksichtigung dieses Umstandes bei der Berechnung der Extinktion des Lichtes der Himmelskörpers in unserer Erdatmosphäre ist unzweifelhaft eine Ungenauigkeit, was wohl auch schon von anderer Seite bemerkt worden ist. Es zeigt sich indessen, dass der hierdurch entstehende Fehler erst ganz in der Nähe des Horizontes, also für sehr grosse Zenithdistanzen merklich wird und deshalb in der Praxis keine Rolle spielt, weil hier genaue photometrische Beobachtungen schon aus andern Gründen nicht durchführbar sind. Man könnte nun aber meinen, dass bei der Sonne ein sehr bedeutender Einfluss der veränderten Divergenz der Strahlen auf die Lichtverteilung auf der Sonnenscheibe in dem Sinne sich herausstellen wird, dass die Flächenhelligkeit mit der Entfernung von der Scheibenmitte vermindert wird, denn die Brechungen könnten hier sehr viel stärker sein, wie in der Erdatmosphäre. Eine solche Meinung, die in dem oben zitierten Aufsatze vertreten wird, wird aber durch eine richtig geführte Rechnung vollständig widerlegt, denn es zeigt sich, dass die gleichmässige Helligkeit der Sonnenscheibe durch den genannten Umstand allein nicht im mindesten alteriert wird. Im folgenden soll diese Sachlage klargestellt werden. Es wird dabei auf die Absorption der Lichtstrahlen in der Sonnenatmosphäre keine Rücksicht genommen und nur die Umgestaltung der Strahlenbündel durch die Brechung in Betracht gezogen. Die Rechnung lässt sich ohne Schwierigkeit einfach und streng durchführen. Da also die Refraktion an sich gar keinen Einfluss auf die Verteilung der Flächenhelligkeit auf der Sonnenscheibe hat, ist es ein ganz vergebliches Unternehmen, ohne Rücksicht auf die Absorption zu nehmen aus den Beobachtungen über die Flächenhelligkeiten Schlüsse auf die Brechungskoeffizienten der Sonnenatmosphäre ziehen zu wollen.

Jeder Punkt eines Oberflächenelementes do des Sonnenkörpers sendet ein Strahlenbündel in der Richtung der Zenithdistanz z aus. Die Anfangsrichtungen umgrenzen einen Kegel mit der Öffnung $d\omega$. Durch Brechung auf dem weiteren Wege durch die Atmosphäre wird das Bündel gekrümmt und wird einen veränderlichen Querschnitt haben. Es werde nun an irgend einer Stelle von einem Schirme (Fernrohrobjektiv) senkrecht zu der hier stattfindenden Richtung der Lichtstrahlen aufgefangen und habe hier einen Querschnitt vom Flächeninhalt dS. Wenn keine Absorption stattfindet und J die Leuchtkraft des Elementes do ist, so wird dS von do die Lichtmenge

$$J\, d\omega \cdot do \cdot \cos z$$

erhalten. Wenn an der Stelle von dS ein sehr kleines Flächenstück df (z. B. ein Fernrohrobjektive von dieser Öffnung) sich befindet, so wird dieses die Lichtmenge

$$dQ = J \cdot do \cdot \cos z \cdot \frac{d\omega}{dS}\, df$$

erhalten. Die scheinbare Grösse, unter welcher do von df aus gesehen, erscheint sei $d\Omega$. Es ist $d\Omega$ die Öffnung des Kegels, der von den Anfangsrichtungen der Strahlen begrenzt wird, die von df ausgehend nach den Brechungen im zwischenliegenden Medium das Flächenelement do gerade umhüllen. Die scheinbare Flächenhelligkeit H des Elementes do gesehen von df aus ist bekanntlich definiert durch:

$$H = \frac{dQ}{d\Omega} = J \cdot df \cos z \cdot \frac{d\omega}{dS} \cdot \frac{do}{d\Omega} \qquad (1)$$

Diese Formel gilt ganz allgemein, welcher Art auch die Brechungen im Medium zwischen do und df sein mögen.

Es soll nun eine leuchtende Kugel (Sonne) mit dem Radius a vorliegen, deren Mittelpunkt M sei. Diese sei umgeben von einer in konzentrischen Kugelschichten angeordneten Atmosphäre. Der Ort des Flächenelementes do soll kurz mit (1), der des Schirmes df, welcher weit ausserhalb der Kugel in der Entfernung Δ gedacht werden mag, kurz mit (2) bezeichnet werden. Jeder Strahl, der von irgend einem Punkt b der leuchtenden Kugel zu irgend einem anderen Punkt c führt, bleibt dann bekanntlich immer in der Ebene bMc. Lassen wir das von (1) ausgehende Strahlenbündel begrenzt sein durch 4 Strahlen: der erste gehe in der Richtung der Zenithdistanz z von (1) aus, der zweite unter demselben z, liege aber in einer Ebene, die um $d\alpha$ gegen die Ebene des ersten Strahles geneigt sei, der dritte und vierte Strahl gehen in der Richtung der Zenithdistanz $z + dz$ aus und liegen in der Ebene des ersten bezw. des zweiten Strahles.

Das solchergestalt definierte Strahlenbündel schneidet aus der Kugel vom Radius Δ und mit dem Mittelpunkt M ein kleines Trapez aus. Die Eckpunkte werden entsprechend den 4 Strahlen mit 1, 2, 3, 4 bezeichnet. Die sphärischen Seiten 13 und 24 treffen verlängert zusammen in einem Punkte A, durch welchen auch die Richtung (1) M geht. Dort bilden diese beiden grössten Kreise den Winkel $d\alpha$ miteinander. Nennt man v_1 den Winkelabstand der Punkte 1 und 2 von A und ebenso $v_1 + \delta v_1$ den Abstand der Punkte 3 und 4 von A, dS' den Flächeninhalt des Trapezes, so ist

$$dS' = \Delta^2 \sin v_1 \cdot \delta v_1 \cdot d\alpha.$$

Nennt man noch i_1 den Winkel zwischen der Richtung der Strahlen im Orte des Trapezes mit der Verbindungslinie nach M, so ist i_1 der Neigungswinkel zwischen dS' und einem Element dS, das senkrecht auf der Strahlenrichtung steht.

Nehmen wir nun dS identisch mit dem oben durch denselben Buchstaben bezeichneten Element an, dann liegt also dS' im Punkte (2) und v_1 ist nichts anderes als der Winkel, den die Richtungen (2) M und (1) M miteinander bilden und δv_1 ist die Veränderung von v_1 wenn z um dz geändert wird. Ferner ist i_1 der scheinbare Winkelabstand des Elementes dv vom Centrum M gesehen von dS aus. Da nun $dS = dS' \cos i_1$ so ist also:

$$dS = \Delta^2\, da \cdot \sin v_1\, \delta v_1 \cos i_1.$$

Die Öffnung des geradlinigen Kegels, der durch die Anfangsrichtungen der 4 oben definierten Strahlen definiert ist, findet man sehr leicht:

$$d\omega = \sin z \cdot dz \cdot da.$$

So ergiebt sich also:

$$\frac{d\omega}{dS} = \frac{\sin z\, dz}{\Delta^2 \sin v_1\, \delta v_1 \cos i_1}. \qquad (2)$$

Genau in der gleichen Weise wird für ein Strahlenbündel, das von (2) ausgeht und nach den Brechungen aus der Kugel mit dem Radius a das Element

$$do = a^2 \sin v_1\, dv_1\, da$$

herausschneidet, die Öffnung $d\Omega$ — in der obigen Definition — gegeben sein durch:

$$d\Omega = \sin i_1\, di_1\, da.$$

Woraus sich ergiebt:

$$\frac{do}{d\Omega} = \frac{a^2 \sin v_1\, dv_1}{\sin i_1\, di_1}. \qquad (3)$$

Die vollständige Ausrechnung dieser Formeln ist nun sehr leicht. Zwischen den Grössen v_1, i_1 und z bestehen die bekannten einfachen Gleichungen der Theorie der Brechung in nach konzentrischen Kugeln geschichteten Medien. Nennt man μ_0 und μ die Brechungsexponenten in den Entfernungen a und Δ, so ist

$$\mu_0\, a \sin z = \mu\, \Delta \sin i_1.$$

Ist ferner ζ der Winkel, den die Tangente des Lichtstrahles in (2) mit der in derselben Ebene gelegenen Richtung M (1) bildet, so ist

$$\zeta = v_1 + i_1$$

ζ ist aber die wahre Zenithdistanz von (2) gesehen von (1) aus, falls der Punkt (2) in unendliche Entfernung rückt: $\zeta - z = R$ ist demnach dieselbe Grösse, die man in der astronomischen Refraktionstheorie den Betrag der Refraktion in der scheinbaren Zenithdistanz z nennt, δv_1, dv_1 und di_1 sind die Änderungen der betreffenden Winkel bei festgehaltenen a und Δ, die dadurch entstehen, dass man den Punkt (1) festhält und z um dz ändert, was δv ergiebt, oder dass man den Punkt (2) festhält und die einer beliebigen Änderung di_1 entsprechende Änderung dv, berechnet. Man sieht daraus, dass dann $dv_1 = \delta v_1$ gesetzt werden darf und es ergiebt sich:

$$\cos z \cdot \frac{d\omega}{dS} \cdot \frac{do}{d\omega} = \frac{a^2 \sin z \cos z\, dz}{\Delta^2 \sin i_1 \cos i_1\, di_1} = \left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2.$$

Hieraus folgt also die Flächenhelligkeit H eines Teiles der Sonnenscheibe, der von (2) aus gesehen den scheinbaren Abstand i_1 vom Scheibenmittelpunkt hat

$$H = J\, df \cdot \left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2. \qquad (4)$$

Es ist also in der That H gänzlich unabhängig von i_1 d. h. die Scheibe erscheint, in jeder Farbe betrachtet, vollkommen gleichmässig hell. μ wird dem leeren Raum entsprechend = 1 zu setzen sein. Es mögen noch die vollkommen ausgeschriebenen Formeln (2) und (3) hergesetzt werden. Es ergiebt sich sofort

$$\left.\begin{aligned} \frac{d\omega}{dS} &= \frac{1}{\Delta^2} \times \\ &\frac{\sin z}{\sin(z + R - i_1)\left[1 + \frac{dR}{dz} - \frac{\mu_0\, a \cos z}{\mu\, \Delta \cos i_1}\right]} \cdot \frac{1}{\cos i_1} \\ \frac{do}{d\Omega} &= \frac{\mu^2}{\mu_0{}^2} \cdot \Delta^2 \\ \times &\frac{\sin(z + R - i_1)\left[1 + \frac{dR}{dz} - \frac{\mu_0\, a \cos z}{\mu\, \Delta \cos i_1}\right]}{\sin z \cos z} \cdot \cos i_1 \end{aligned}\right\}$$

von denen die zweite direkt bei der Betrachtung der Extinktion unserer Erdatmosphäre in Frage kommt.

München, 23. Februar 1903.

(Eingegangen 1. März 1903.)

Über ein Polarisationsphotometer und dessen Verwendung zur Messung im Ultraviolett und zur absoluten Bestimmung der Reflexion.

Von J. Koenigsberger.

P. G. Nutting hat in dieser Zeitschrift (**4**, 201—206, 1903) ein neues Interferenzphotometer zur Bestimmung des Reflexionsvermögens für ultraviolette Strahlen beschrieben und einige interessante Messungsergebnisse veröffentlicht. Schon vor zwei Jahren, ferner auch in der Zt. f. Instrumentenkunde (**21**, 129—134, 1901 und **22**, 87, 1902) habe ich ein dem von Nutting angegebenen sehr ähnliches[2]) „Mikrophotometer zur Messung der Reflexion und Absorption an kleinen Platten beschrieben, welches wie das von H. Wild für die Photometrie grosser Flächen konstruierte die Savartschen Streifen als photometrisches Kriterium benutzt“ und das, wie aus Versuchen hervorging[3]), „ermöglicht auch im äussersten Violett und Ultraviolett mit einer photographischen Aufnahme zu photometrieren,

1) Über die Absorption des Lichtes in festen Körpern von J. Koenigsberger. Habilitationschrift. Teubner, Leipzig, 1900.

2) Zt. f. Instrumentenkunde, **22**, März 1902.

3) loc. cit. Anm. 1.

ohne Annahmen über den Zusammenhang zwischen Lichtstärke und photographischer Wirkung zu machen". Diese Konstruktion erlaubt mit einer bestimmten Versuchsanordnung die Reflexion ihrem absoluten Werte nach sehr genau direkt zu bestimmen und ferner ergaben Versuche, die im Juni 1902 angestellt wurden, ein, wie ich glaube, noch einfacheres Verfahren als das von Nutting, nach dem Absorption und Reflexion im Ultraviolett mit einer photographischen Aufnahme ermittelt werden können. Zunächst möchte ich kurz die Punkte hervorheben, durch welche sich mein Photometer von den übrigen Polarisationsphotometern und speziell von dem Wildschen[1]) unterscheidet.

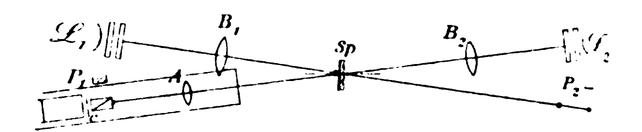
Erstens ist die spektrale Zerlegung hinter dem Analysator angebracht, so dass die ziemlich beträchtliche Verschiedenheit der Reflexion und ⊥ zur Einfallsebene des Lichtes auf die Prismenflächen keinen Fehler verursachen kann. Zweitens ist es bei der loc. cit. angegebenen Anordnung und Brennweite der Linsen möglich, sehr kleine Flächen selbst mit schwachem homogenen Licht, z. B. der Lithiumflamme, zu photometrieren, was mit den gebräuchlichen Polarisationsphotometern nur sehr schwer möglich ist. Drittens gestattet die Anwendung von Rauchglaskeilen nach Entfernung des Nicols die Reflexion doppeltbrechender Substanzen und die Absorption solcher auch dann zu messen, wenn sie nicht direkt vor die beiden Spalte gebracht werden können, sondern mit einer Linse auf diese projiziert werden müssen.

Zur absoluten Bestimmung der Reflexion verwendet der Verf. eine Anordnung, für die auch kleine Spiegel von 1 qcm Fläche genügen. Sie ist in einiger Hinsicht ähnlich der von Paschen für bolometrische, also zeitlich aufeinanderfolgende Messungen angegebenen Aufstellung; jedoch werden statt einer Lichtquelle zwei verwendet, deren Verschiedenheit durch Doppelmessung eliminiert wird und, die nicht, wie es bei den bolometrischen Messungen erforderlich, zeitlich konstant sein müssen. Sie hat vor andern Methoden namentlich den Vorzug, dass der ungleiche Abstand der beiden Lichtquellen bezw. einer Lichtquelle und ihres Spiegelbildes vom Photometer unwesentlich ist.

Dies ist von Bedeutung, da andernfalls z. B. für einen Abstand von 30 cm dieser für beide Lichtquellen auf 0,3 mm gleich sein müsste, damit der systematische Fehler nicht grösser als 0,2 Proz. ist.

Fig. 1 giebt die Anordnung: L_1 und L_2 sind die beiden Lichtquellen, zwei nebeneinandergeschaltete Glühlampen von 32 Kerzen, deren re-

[1]) F. Paschen, Ann. d. Phys. 4, 5, 304. 1901.



lative Intensität stets konstant, aber in jedem Spektralbezirk eine etwas andere ist. Sp ist der um genau um 180° drehbare Spiegel. Die Drehachse muss genau senkrecht auf der Ebene (L_2 L_1 P_1 P_2) stehen, was sich mit dem Photometerfernrohr nach Abschrauben des Objektivs durch Spiegelung leicht kontrollieren lässt. Sehr genau muss nur die eine Forderung erfüllt sein, dass die spiegelnde Fläche bis auf 0,3 mm mit der Achse des kleinen Drehapparats, auf dem sie befestigt, zusammenfällt; dies kann aber ohne besondere Schwierigkeit in bekannter Weise kontrolliert werden. P_1 und P_2 sind die beiden Anschläge für die um einen Stift, der in der Verlängerung der Achse von Sp liegt, drehbare Photometerbank. Eine Verschiebung des Photometers bei der Drehung sogar um 1 cm würde übrigens noch keinen merklichen Fehler verursachen, wie eine einfache Rechnung ergiebt. B_1 und B_2 sind die beiden Beleuchtungslinsen. Die richtige Stellung der Glühlampen sowie dieser Projektionslinsen wird empirisch dadurch gefunden, dass dann das Photometer beide Spalte gleichmässig beleuchtet zeigt.

A ist eine Projektionslinse von 20 cm Brennweite; der Abstand Sp c beträgt 80 cm.

Um die Lichtintensitäten auszugleichen, sind vor den beiden 32kerzigen Glühlampen je zwei Mattscheiben angebracht. Die Beleuchtungslinsen projizieren ein Bild dieser Scheiben in einer um 20 cm grösseren Entfernung als der Spiegel sich befindet. Der zu untersuchende Spiegel bedeckt die eine Hälfte einer Öffnung, welche durch die Projektionslinse scharf auf die Blende c des Spektralphotometers projiziert wird. Dadurch erhält die eine Spaltöffnung von c das direkt durchgehende Licht von L_2, die andere das am Spiegel reflektierte von L_1. Nach Drehung des Photometers nach P_2 und des Spiegels um 180° findet das umgekehrte statt. Man hat also die Gleichungen:

$$L_1 \cdot r = A \cdot L_2$$
$$L_2 \cdot r = A' \cdot L_1,$$

worin L_1 L_2 die Intensitäten der Lichtquellen, r den Reflexionsfaktor A und A' den Schwächungsfaktor im Photometer, der aus Nicolstellung folgt, bedeuten. Demnach ist $r = \sqrt{AA'}$. Der Verf. hat besonderen Wert darauf gelegt, die systematischen Fehler, die bei der Aufstellung entstehen können, zu schätzen und deshalb häufig die ganze Aufstellung vollkommen erneuert. Hierbei stellten sich anfangs Abweichungen bis zu drei Prozent heraus, erst

als sorgfältige Justierung in der oben beschriedenen Weise jedesmal vorgenommen wurde, gelang es, die Fehler auf + 0,3 Proz. herabzudrücken. Innerhalb dieser Fehlergrenze dürften die Messungen, von denen hier nur der Wert für die Reflexion an Platin für $\lambda = 600$ $r = 0{,}636$ gegeben werden soll, zuverlässig sein. Der Winkel zwischen einfallendem Strahl und Spiegelnormale beträgt 6°, dies bedingt für Platin zur Umrechnung auf senkrechte Incidenz eine Korrektion des Mittelwertes um 0,01 Proz., eine Grösse, die weit unterhalb der Fehlergrenzen liegt. Der Unterschied der Reflexion für die parallel zur Einfallsebene polarisierte Komponente zu der senkrecht polarisierten beträgt hierbei 0,25 Proz., was gerade erst die Grösse des Beobachtungsfehlers erreicht. Nachdem der Verf. so die absoluten Werte der Reflexion für einige Substanzen gewonnen, werden die relativen Werte für die andern nach einer Methode ermittelt, die der von Hrn. Nutting analog ist.

Die pleochroitische Reflexion an Antimonglanz u. a. konnte mit demselben Photometer nach Entfernung des Nicols und mit Benutzung der Rauchglaskeile in einfacher und sicherer Weise gemessen werden.

Die Photometrie im Ultraviolett mit dem Photometer erforderte nur einige unwesentliche Abänderungen, die auch für das sichtbare Gebiet geeignet sind. Das Objektiv aus Glas wird durch eine Quarz- oder besser durch eine Flussspatlinse, die kleinere chromatische Abweichungen hat, ersetzt. Die Nicols sind Thompsonsche Nicols, die statt mit Leinöl, mit Glycerin verkittet werden, indem die beiden Flächen durch Stanniolstreifen getrennt werden, dann Glycerin[1]) dazwischen gebracht und der Rand mit Stanniol und Marineleim abgedichtet wird. Der Verf. hat einen solchen Nicol seit einem Jahre in Gebrauch.

Ebenso werden die Savartplatten durch Glycerin verbunden.

Die spektrale Zerlegung erfolgt statt durch die geradsichtige Glasprismenkombination durch zwei Quarzprismen von 60°, die in einem geeignet gebogenen Rohre befestigt sind. Hinter ihnen und vor der photographischen Kamera befindet sich ein zweites Flusspatobjektiv.

Man erhält dann auf der photographischen Platte ein Spektrum von den Interferenzstreifen der Savartschen Platte durchzogen, die nur an den Stellen verschwinden, wo infolge der Nicolstellung die Lichtstärke der beiden Spalte am Photometer gleich ist. Wird gleichzeitig eine an der vorderen Fläche des einen Prisma gespiegelte Skala mit photographiert, so kann man jeweils die Wellenlänge zu einer bestimmten Nicolstellung ermitteln. Praktisch wird so verfahren, dass die Absorptionskurve im sichtbaren Gebiet zunächst etwa für $\lambda = 320\,\mu\mu$ extrapoliert und die entsprechende Nicolstellung eingestellt wird. Aus der photographischen Aufnahme ergiebt sich dann die dieser Helligkeit wirklich entsprechende Wellenlänge. Auf diese Art kann die Absorption für beliebig viele Punkte im Spektrum erhalten werden. Die Grenze nach kürzeren Wellenlängen ist durch den starken Dichroismus des Kalkspats von etwa $250\,\mu\mu$ an bedingt.

Als Lichtquelle benutzte ich eine Bogenlampe, in deren eine Kohle ein Aluminiumdraht eingesetzt wurde. Das Licht wurde durch eine mattgeschliffene Quarzplatte diffus gemacht. Die Empfindlichkeit beträgt etwa 0,2 Proz. Der Reduktionsfaktor, der durch die Nicolstellung bei gleichmässig beleuchteten Spalten gegeben ist, muss einmal im ganzen Spektrum für die bestimmte Aufstellung ermittelt werden.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 22. Februar 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa (Direktor A. Battelli).

No. 16[1]): G. Piaggesi, Einfluss der Temperatur auf die Magnetisierung von Flüssigkeiten.

1. Nach Untersuchungen an verschiedenen paramagnetischen Körpern wie dem Sauerstoff, dem Palladium, der Luft und einer Lösung von Eisensulfat in Wasser, stellte Curie, gestützt durch die Resultate von Wiedemann und Plessner, den Satz auf, dass wie beim Sauerstoff, so auch bei Lösungen paramagnetischer Salze die Suszeptibilität sich im umgekehrten Sinne zur absoluten Temperatur verändert. Dieses Curiesche Gesetz stellt den wichtigsten Schritt in dieser Art von Studien dar. Aber die Zahl der von ihm untersuchten Körper ist vielleicht zu dürftig; andererseits sind die Wiedemannschen und Plessnerschen Resultate mit allem anderen als mit vollkommenen Methoden erreicht. Ferner schwanken die von Jäger und Meyer gegebenen Grössen der Temperaturkoeffizienten für Lösungen paramagnetischer Salze zwischen 0,00233 und 0,00322, und diese Schwankungen rühren von der Unsicherheit ihrer Bestimmungen her. Ich hielt aus diesen Gründen eine erneute Untersuchung in dieser Richtung für wichtig.

Während meine Untersuchungen in Gang waren, erschien eine Veröffentlichung von Mosler[2]), in welcher über Messungen mit ver-

1) Glycerin ist im Ultraviolett so durchlässig wie Quarz und hat gerade den erforderlichen Brechungsindex.

1) No. 15: Diese Zeitschrift 4, 263, 1903.
2) Ann. d. Phys. 4, 84, 1901.

besserter Wiedemannscher Methode am Chlorür und Eisennitrat, wie auch an Mangan-, Nickel- und Kobalt-Sulfaten berichtet wird; die von ihm festgestellten Grössen der Temperaturkoeffizienten stimmen teilweise mit den von mir gefundenen überein.

Aber ausser der oben genannten Frage schien mir einer Prüfung der Suszeptibilität des Wassers sehr wichtig; es existieren noch keine sicheren Angaben darüber, und ihre Grössen sind die Basis der absoluten Messungen an Lösungen.

Erst Du Bois, und später Jäger und Meyer, fanden, dass der Diamagnetismus des Wassers sich mit der Temperatur verändert; aber die Du Boissche Formel, welche die Suszeptibilität als Funktion der Temperatur giebt, weicht von der Jäger und Meyerschen ab, sowohl für die Grösse der Suszeptibilität als auch für den Temperaturkoeffizienten.

2. Meine Versuche wurden mit einer Versuchsanordnung ausgeführt, welche grössere Empfindlichkeit und Genauigkeit als bisher in den Messungen gestattete. Sie unterscheidet sich von der Quinckeschen darin, dass ich, anstatt den Niveauunterschied direkt in der U-förmigen Röhre abzulesen, das Volumen der Flüssigkeitssäule, die dem Niveauunterschied entspricht, messe.

M.N. (Fig. 1) ist die U-förmige Röhre, welche die zu untersuchende Flüssigkeit enthält; ihr Arm N liegt zwischen den Polen eines starken Elektromagneten, und zwar so, dass der Meniskus der Flüssigkeit in der Mitte des magnetischen Feldes liegt. Gegenüber, am Arme M, der ausserhalb des magnetischen Feldes liegt, befindet sich ein mit Mikrometer versehenes Mikroskop, mit welchem die Lage des Meniskus in diesem Arm genau bestimmt werden kann. An die U-förmige Röhre ist in A das Rohr VBR angelötet, welches sich bei B rechtwinklig krümmt; die Verbindung ist so hergestellt, dass der

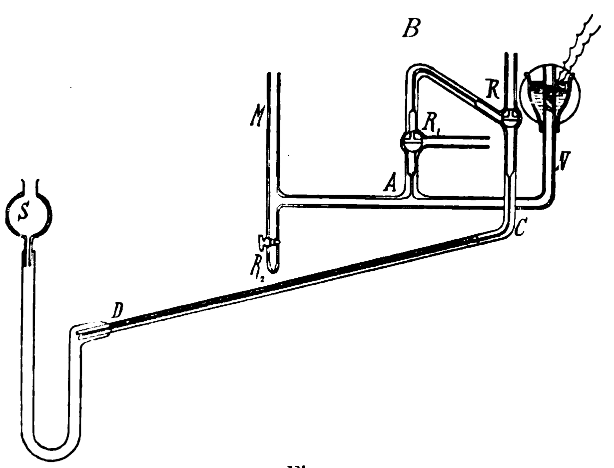


Fig. 1.

Arm AB in der Ebene der U-förmigen Röhre liegt, und dass BR die Normale zu dieser Ebene darstellt. Das Rohr RCD, das sich bei C in einem Winkel von ungefähr 120^0 umbiegt, um den Apparat bequemer zu machen, ist mit dem Rohre ABR durch einen Dreiwegehahn R verbunden, und zwar derart, dass der Arm RC parallel zu AB läuft, und dass die Ebene von RCD parallel zu der Ebene der U-förmigen Röhre liegt. Das Rohr ABR trägt in dem Arme AB den Dreiwegehahn R_1 eingeschaltet. Schliesslich hat die U-förmige Röhre unten an Arm M den Hahn R_2, der nur zur Entleerung der Röhre dient; ferner ist die Kapillare CD mittels einer Kautschukröhre mit der kleinen Kugel s verbunden, welche Quecksilber enthält.

Mit diesem Apparat kann man Flüssigkeiten prüfen, welche das Quecksilber nicht angreifen, und solche, die es angreifen; letztere werden durch Vaselinöl von ihm getrennt.

Stellt man nun das Feld her, so bemerkt man ein Fallen oder Steigen des Meniskus im Schenkel M; dieser kommt in die ursprüngliche Lage zurück, wenn wir das Reservoir S so bewegen, dass es der U-förmigen Röhre ein gewisses Flüssigkeitsvolumen zutreibt oder entzieht. Man liest nun an dem Rohre CD das Volumen des verschobenen Quecksilbers ab.

Ein gleiches Volumen von Flüssigkeit ist in die U-förmige Röhre eingetreten und aus ihr ausgetreten; dadurch ist der Niveauunterschied der Menisken in den Schenkeln M und N bedingt. Und da in Arm M der Meniskus in seine ursprüngliche Stellung zurückgekehrt ist, darf man dieses Volumen als ein in Arm N hinzugekommenes oder ihm entzogenes betrachten.

Setzen wir s für den Querschnitt jenes Schenkels, auf den vom Meniskus eingenommenen Stand bezogen, h für den Niveauunterschied, l für die Länge der Quecksilbersäule, die der Kapillare zugegeben oder ihr fortgenommen ist, und σ für den Querschnitt dieser letzteren, so erhalten wir

$$hs = l\delta$$

folglich ergiebt sich durch die Quinckesche Formel, dass die magnetische Suszeptibilität gleich ist mit:

$$k = \frac{2gdh}{H^2} = \frac{2\sigma g}{s} \cdot \frac{dl\sigma}{H^2}$$

H bedeutet die Intensität des Feldes, d die Dichte der Flüssigkeit, g die Erdbeschleunigung.

3. Zur Erwärmung benutzte ich die beim Durchgange eines Stromes in einer kleinen Spirale entwickelte Wärme. Diese Spirale war um den Schenkel N, soweit das magnetische Feld reichte, gewickelt.

Um Störungen des Feldes zu vermeiden, die der Durchgang des Stromes in besagter Spirale hervorrufen konnte, war diese nach Art der Normalwiderstände doppelt umwickelt. Das Ganze war in Petroleum gebettet, das in einem Glasgefäss V (Fig. 2) von zusammengedrückter

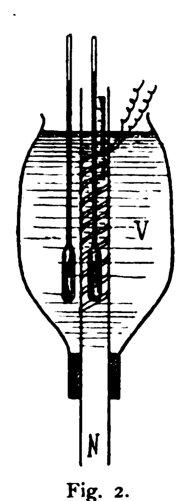


Fig. 2.

Form enthalten war; eine ausreichende Annäherung der Polschuhe des Elektromagneten darf hierdurch nicht gehindert werden.

Bei der Feststellung der Temperatur der Versuchsflüssigkeit musste ich zu Bestimmungen vor dem Versuch und zu einer indirekten Methode meine Zuflucht nehmen; denn während der Messung der magnetischen Suszeptibilität konnte ich kein Thermometer eintauchen. Zu diesem Zwecke legte ich ein Thermometer in die zu prüfende Flüssigkeit und eines in das Petroleum, und stellte zunächst das Verhältnis zwischen der Temperatur beider Flüssigkeiten während der Erwärmung fest.

Ich überzeugte mich, dass beim Durchgang eines Stromes von konstanter Intensität durch die kleine Spirale der Temperaturunterschied zwischen beiden fast vom Anfang der Erwärmung an der gleiche blieb, obwohl die von beiden Thermometern angezeigte Temperatur allmählich höher wurde; wechselte die umgebende Temperatur nicht bedeutend, so hing der Temperaturunterschied nur von der Intensität des angewandten Stromes ab. Auf diese Weise konnte ich die Temperatur der Versuchsflüssigkeit mit einem einzigen im Petroleum liegenden Thermometer bestimmen.

4. Der von mir verwendete Elektromagnet ist einer vom Typus Weiss und ist in der hiesigen Institutswerkstatt hergestellt. Er ist mit verschiedenen Paaren von Polschuhen ausgerüstet und kann ein Feld von 40000 C.G.S.-Einheiten herstellen. Die Messung der Intensität des Feldes ist nach der Verdetschen Methode gemacht.

5. Messungen an Flüssigkeiten.

Von mir untersuchte Flüssigkeiten sind Wasser und verschiedenartig konzentrierte wässerige Lösungen von Eisensalzen, Mangan, Kobalt und Nickel.

Wasser. Die Versuche mit wiederholt destilliertem Wasser wurden bei vier verschiedenen Grössen der Intensität des Feldes, zwischen 3600 und 8470 C.G.S.-Einheiten ausgeführt. Bei einer Intensität von 7460 und 8470 C.G.S.-Einheiten wurden die Versuche bei vier verschiedenen Temperaturen zwischen 23° und 86° C. ausgeführt; bei den Intensitäten von 4600 und 3600 wurde nur bei der Temperatur der Umgebung gearbeitet.

Die Resultate meiner Versuche bestätigen die bereits von Du Bois und von Jäger und Meyer festgestellte Thatsache, dass man die Abhängigkeit der magnetischen Erregbarkeit des Wassers und die Temperatur durch eine Linearrelation darstellen kann. Meine Resultate ergeben jedoch für die Konstanten, die in diese Beziehung eintreten, merklich andere Grössen als jene Physiker ihnen geben.

Nach meinen Ergebnissen wird bei Temperaturen zwischen 23° und 86° C. die magnetische Suszeptibilität des Wassers dargestellt durch:

$$k = -0,804(1-0,00175\, t)\cdot 10^{-6},$$

während die in die gleiche Form gebrachte Du Boissche Formel lautet:

$$k = -0,868\,(1-0,0024\cdot t)\cdot 10^{-6}$$

und die Formel von Jäger und Mayer:

$$k = -0,689\,(1-0,0016\cdot t)\cdot 10^{-6}.$$

Das grösste Auseinandergehen in den Du Boisschen und meinen Resultaten weist der Temperaturkoeffizient auf, welchen Du Bois nur nebenher feststellte, indem er nur dreierlei Bestimmungen dazu benutzte; überdies scheint er seinen eigenen Aussagen nach nicht alle zur Messung nötigen Vorsichtsmassregeln angewendet zu haben.

Die Verschiedenheit der Jäger und Meyerschen und meiner Resultate ist wahrscheinlich in ihrer Messungsmethode zu suchen.

Eisensalze. Die von mir geprüften Eisensalze sind das Eisenchlorür, das Ferrosulfat und das Ferrinitrat. Von jedem dieser drei Salze untersuchte ich drei verschiedene Lösungen bei vier zwischen 23° und 85° C. liegenden Temperaturen.

In nachstehender Tabelle sind die Endresultate verzeichnet. δ ist der Mittelwert der für jede Lösung erhaltenen Grösse, und $k\,\Theta$ das für jede Lösung konstante Produkt der Suszeptibilität und der entsprechenden absoluten Temperatur.

Tabelle I.

Lösung von	Anhydridsalze in 100 gr Lösung	δ	θ . k . 10⁶
Eisenchlorür	44.00	—0,00281	15294
	21.14	—0,00283	5937
	21.86	—0,00277	3792
Ferrosulfat	20.52	—0,00291	7233
	12.95	—0,00293	3726
	8.43	—0,00271	2037
Ferrinitrat	42.82	—0,00276	8239
	19.51	—0,00285	3019
	7.32	—0,00287	968

Mangansalze.

Aus den Salzen dieses Elementes habe ich das Chlorür, das Sulfat und das Nitrat zu meinen Versuchen gewählt. Was Temperaturbedingungen und Zahl der benutzten Temperaturen anbetrifft, so waren sie dieselben wie bei den Eisensalzen. Nachstehende Tabelle bringt die Resultate.

Tabelle II.

Lösung von	Anhydridsalze in 100 gr Lösung	δ	θ . k . 10⁶
Manganchlorür	40.00	—0,00281	21526
	19.11	—0,00283	8782
	8.21	—0,00280	3453
Mangansulfat	27.05	—0,00301	11265
	16.91	—0,00283	6524
	6.72	—0,00280	2026
Mangannitrat	30.51	—0,00276	10652
	13.37	—0,00277	3919
	8.21	—0,00267	2063

Kobalt- und Nickelsalze.

Von den Kobalt- und Nickelsalzen habe ich nur das Chlorür untersucht. Die Resultate folgen in Tabelle III.

Tabelle III.

Lösung von	Anhydridsalze in 100 gr Lösung	δ	θ . k . 10⁶
Kobaltchlorür	24.75	—0,00282	8261
	15.13	—0,00279	4828
	9.98	—0,00262	2529
Nickelchlorür	23.42	—0,00276	4037
	18.50	—0,00264	2680
	10.12	—0,00277	982

Die drei vorstehenden Tabellen zeigen, dass die Grössen von δ bei den untersuchten Lösungen stets untereinander fast gleich sind; ferner sieht man, dass die Produkte aus der Suszeptibilität und aus den entsprechenden Werten der absoluten Temperaturen, welche für jede Lösung dieselben bleiben, mit der Konzentration abnehmen.

Die für die Koeffizienten der Temperatur von mir gefundenen Grössen stimmen bei Lösungen von Eisennitrat, Mangan-, Nickel- und Kobaltsulfat ausreichend mit den von Mosler gegebenen überein; auch schwanken meine Grössen innerhalb engerer Grenzen als die von Jäger und Meyer aufgestellten.

Nach meinen Versuchen scheint sich bei Lösungen von Eisenchlorür der Temperaturkoeffizient mit der Konzentration nicht zu verändern, wie Mosler dies berichtet; — eine Sache, die jedoch keinerlei Vergleichspunkt hat weder in der molekularen Leitfähigkeit, noch in dem Sinken des Gefrierpunktes.

6. Aus meinen Versuchen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Beim Wasser nimmt der Diamagnetismus mit dem Steigen der Temperatur ab und steht zu dieser in einer linearen Beziehung.

2. Die Suszeptibilität des Wassers folgt bei Temperaturen zwischen 23^0 und 86^0 C. der Beziehung:

$$k = -0{,}804\,(1 - 0{,}00175 \cdot t)\,10^{-6}.$$

3. Die magnetische Suszeptibilität einer Lösung nimmt mit dem Steigen der Temperatur ab.

4. Die Temperaturkoeffizienten sind bei den untersuchten Lösungen untereinander fast gleich.

5. Das Produkt der magnetischen Suszeptibilität und der absoluten Temperatur ist einer Konstanten gleich, deren Grösse nur von der Natur und der Konzentration der Lösung abhängt; dies stimmt überein mit dem Gesetz, welches Curie für den Sauerstoff und für eine wässerige Lösung von Ferrosulfat aufgestellt hat.

6. Das Produkt der Suszeptibilität und der entsprechenden absoluten Temperatur nimmt mit der Konzentration der Lösung ab.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 6. Januar 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 5[1]): A. Bartorelli, Über das Verhalten von Voltametern mit Platin-Elektroden.

§ 1. In Gegenwärtigem will ich versuchen, die Methode, welche ich bei Prüfung der Polarisation ε und des Widerstandes ρ eines elektrolytischen Gefässes[2]) auseinandergesetzt habe. auf Voltameter mit Platin-Elektroden, die in eine Lösung von Schwefelsäure tauchen, anzuwenden. Ich möchte mit diesen Untersuchungen einen experimentellen Beitrag zu einem Studium liefern, das zu bekannt ist, um eines bibliographischen Hinweises zu bedürfen, das auch

1) Nr. 4: Diese Zeitschrift **2**, 569, 1901.
2) Diese Zeitschrift **2**, 469, 1901.

schon von verschiedenen Forschern in Angriff genommen worden ist, freilich mit Methoden, die entweder nur eines der beiden Elemente ins Auge fassten, oder welche bei Berücksichtigung beider nicht mit voller Sicherheit ergaben, dass der festgestellte Wert nun wirklich der beim Passieren des Stromes vorhandene gewesen wäre.

§ 2. In Bezug auf besagte Methode will ich kurz daran erinnern, dass wenn E und $\mathcal{J}$ die Potentialdifferenz an den Klemmschrauben des Voltameters und die Intensität des sie passierenden Stromes bedeuten, die experimentelle Bestimmung der einander entsprechenden mit Hilfe des Rheostaten zu verändernden Werte eine Kurve zu konstruieren gestattet, welche die Werte von E mit denen von I verbindet. Sobald man die Gleichung

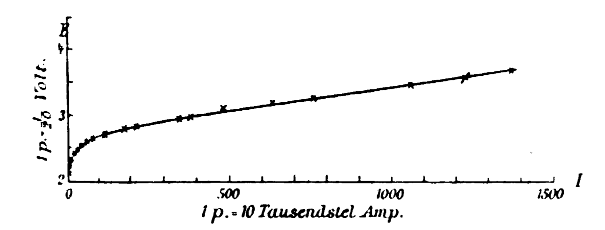
$$E = E(\mathcal{J}) \tag{1}$$

aufstellen kann, welche dieser Kurve entspricht, kann man nach der von mir bezeichneten Methode daraus das Gleichungssystem vom Typus

$$\begin{cases} \varepsilon = \varepsilon\,(\mathcal{J}) \\ \varrho = \varrho\,(\mathcal{J}) \end{cases} \tag{2}$$

ableiten, in welchem die Grössen der Polarisation ε und des Widerstands ϱ als Funktion der Intensität $\mathcal{J}$ des Stromes, der das Voltameter passiert, gegeben sind.

§ 3. Die bei diesen Versuchen angewandte Versuchsanordnung war der früher bei Untersuchungen am Aluminium benutzten analog; nebenstehendes Schema zeigt dieselbe. Das



Voltameter war also mit einem aperiodischen, d'Arsonvalschen Galvanometer in Reihe geschaltet; letzteres ist mit Shunt versehen und genau geeicht; in den Kreis ist ausserdem eingeschaltet ein technischer und ein Präzisions-Rheostat (diese werden jeweilig bei grossen oder kleinen Veränderungen des Widerstandes benutzt). Eine Abzweigung von diesem Stromkreis geht zwischen einer Elektrode des Voltameters und einer Klemmschraube des Galvanometers ab (die andere Klemmschraube des Galvanometers bleibt mit der andern Elektrode des Voltameters verbunden); in ihr ist ein Präzisionsvoltmeter Siemens & Halske eingeschaltet, welches die Potentialunterschiede zwischen den Elektroden das Voltameters anzeigt; man muss von seinen Angaben das Produkt $r\mathcal{J}$ des Widerstands r des mit Nebenschluss versehenen Galvanometers und der Intensität $\mathcal{J}$ abziehen.

Das Voltameter war ein parallelepipedisches Glasgefäss, etwa 11 cm hoch, und ungefähr 7×14 cm² im Querschnitt; enthielt bis 8,5 cm Höhe Lösungen von Schwefelsäure verschiedener Konzentration. Die Elektroden waren blanke (nichtplatinierte) Platinplatten von 1 cm Breite; sie wurden 2 oder 4 cm tief eingetaucht (derart, dass der untergetauchte Querschnitt 2 oder 4 cm² ergab), in einer Entfernung von 6 oder 12 cm. Es wurden nacheinander Konzentrationen von 1, 5, 10 und 15 Volumen reiner Schwefelsäure auf 100 Volumen Wasser bei einer Temperatur zwischen 7^0 und 8^0 C. verwendet.

§ 4. Alle Versuchsreihen, etwa 50 an Zahl, von denen jede aus der Beobachtung einer Anzahl von Grössenpaaren, die zwischen 30 und 60 schwankt, hervorgehen, haben einen ähnlichen Verlauf insofern als die Kurve in den Koordinaten E und $\mathcal{J}$ der Kurve A analog ist. Um die Gleichung (1) aufzustellen, muss man in allen Versuchen zwei Abschnitte in der betreffenden Kurve unterscheiden. Für den ersten Abschnitt, nämlich für kleinere Werte von $\mathcal{J}$, genauer für Stromdichten auf den Elektroden zwischen 10 und 12 Tausendstel Amp. pro cm² gilt bis zu den später zu bezeichnenden Grenzen die Form

$$E = \frac{\mathcal{J}}{a + b\mathcal{J}}. \tag{1a}$$

Für den andern Abschnitt, also von besagten Grenzen bis zu der grössten Versuchsdichtigkeit von 200 bis 350 Tausendstel Amp. auf den cm² gilt indessen die Form

$$E = p + q\mathcal{J}, \tag{1b}$$

hier sind a, b, p und q positive Konstanten. Der erste Abschnitt, welcher die Konkavität gegen die Achse $\mathcal{J}$ darstellt, ist mit dem andern, gradlinigen durch einen kleinen Ast der Kurve verbunden, dessen Gesetz wegen seiner Kürze nicht leicht bestimmbar ist. Aus diesen beiden verschiedenen Formen der Gleichung (1) erhält man für die Gleichung (2) folgendes:

$$\begin{cases} \varepsilon = \dfrac{b\mathcal{J}^2}{(a + b\mathcal{J})^2} \\ \varrho = \dfrac{a}{(a + b\mathcal{J})^2} \end{cases} \tag{2a}$$

$$\begin{cases} \varepsilon = p \\ \varrho = q \end{cases} \tag{2b}$$

§ 5. Die Formeln (2a) und (2b) lösen meine Frage.

Die erste von (2a) giebt innerhalb der bezeichneten Grenzen für die Stromdichtigkeit das empirische Gesetz der Variation der Polarisation ε mit der Stromintensität $\mathcal{J}$; dieses Gesetz ist

anders als das Poggendorffsche und das Crovasche, es bestätigt jedoch in seinen allgemeinen Zügen das Resultat, dass die Polarisation mit der Stromintensität zunimmt. Überdies stimmt die genannte Formel mit einer Kurve überein, welche ebenso wie in dem Falle der von Crova gefundenen Formel die Konkavität gegen die Achse $\mathfrak{J}$ wendet, und folglich anzeigt, dass

„die Polarisation beim Zunehmen der Stromintensität weniger schnell zunimmt, als es nach dem Gesetz der Proportionalität geschehen dürfte."

Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit jenem andern Ergebnis, nämlich dem, dass die Polarisation ein Maximum erreicht und sich dann auf diesem Maximum konstant und gleichmässig erhält, wie die erste Gleichung des Formelpaares (2b) angiebt.

Ferner geht aus der Prüfung der Kurven vom Typus der A und besonders aus der Beobachtung des Punktes, an welchem das geradlinige Stück beginnt und ebenso aus der Prüfung der Grössen der Konstanten hervor, dass

„für Konzentrationen von 1, 5, 10 und 15 aufs Hundert die Maximalpolarisation bei einer Stromdichte an den Elektroden von bez. 50, 62, 75 und 100 Tausendstel Amp. auf den cm^2 erreicht wird,"

und dass

„die Maximalgrösse der Polarisation ungefähr von 2,70 bis 2,90 Volt wechselt bei den äussersten Konzentrationen (1—15 auf Hundert)".

§ 6. Von besonderem Interesse scheinen mir ferner diese Versuche in Bezug auf den Widerstand ϱ. Thatsächlich zeigen die zweiten Gleichungen (2a) und (2b), dass

„der Widerstand ϱ beim Steigen der Stromintensität $\mathfrak{J}$ bis zu einem Minimum abnimmt;"

und da die Gleichungskurve

$$\varrho = \frac{a}{(\alpha + b\,\mathfrak{J})^2}$$

die Konvexität nach der Achse von $\mathfrak{J}$ wendet, kann man sodann schliessen, dass

„die Abnahmen des Widerstandes ϱ bei gleichen Veränderungen der Intensität $\mathfrak{J}$ mit dem Steigen der Intensität selber wieder abnehmen."

Auch diese letztere Thatsache stimmt völlig damit überein, dass der Widerstand eine Minimalgrösse erreicht, welche er dann beibehält. Seine Grösse, während dem Passieren der schwächsten Ströme, für welche diese Formeln gelten, ist stets sehr hoch; während jenes Minimum stets sehr niedrig ist. So beträgt z. B. in ersterem Falle bei einem der Kurve A entsprechenden Versuch der Widerstand etwa 12, in letzterem Falle 0,67 Ohm. Im allgemeinen geht ϱ von hohen Werten aus, und senkt sich bis zum blossen Widerstand des Elektrolyten.

Die Analogie der Resultate dieser Untersuchungen mit denen der citierten Arbeit über Voltameter mit Aluminium-Elektroden ist klar; diese Analogie verbunden mit der Thatsache, dass der Widerstand bei grossen Werten fast ausschliesslich vom Querschnitt der Elektroden abhängig ist, beweist, dass auch in diesem Falle die Veränderungen des Widerstandes an der Berührungsoberfläche von Elektroden und Elektrolyt vor sich gehen, also da, wo sich der sogenannte „Übergangswiderstand"[1]) zeigt, welches auch immer sein eigentliches Wesen sein möge.

1) Wiedemann, Die Lehre von der Elektrizität. Bd. II § 630.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 25. Januar 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 6[1]): Pietro Moretto, Über das Hallsche Phänomen in Flüssigkeiten.

Nachdem ich bei Studien über das Hallsche Phänomen durch alkalimetrische Vorgänge und durch Benutzung elektrischer Entladungen[2]) zu so guten Resultaten gekommen bin, halte ich es für nützlich, meine Versuche auch auf Flüssigkeiten auszudehnen, weil bei meiner Methode viele Nebenwirkungen beseitigt sind, welche sonst das Endresultat völlig verschleiern können.

Die Versuchsanordnung war im grossen und ganzen dieselbe wie bei meinen früheren Versuchen; nur befand sich an Stelle der Metallfläche eine flüssige Fläche. Diese bestand bei den verschiedenen Versuchen

1. aus einem Y-förmigen Streifen Filtrierpapier, das mittels Kapillarität mit der zu prüfenden Lösung getränkt war (Dicke 0,15 mm);
2. aus einem Streifen Seidenpapier von derselben Form (Dicke 0,03 mm);
3. aus einer zwischen zwei ebenen Platten aus Spiegelglas befindlichen flüssigen Schicht (Dicke 0,03 mm);
4. aus einer in einer dicken Ebonitplatte von 10,0 mm Dicke befindlichen Rinne.

Untersucht habe ich wässrige Lösungen verschiedener Konzentration von Schwefelsäure, von Kupfersulfat, von Wismutnitrat (mit

1) No. 5: Diese Zeitschrift 4, 350, 1903.
2) Diese Zeitschrift, 1, 372, 1900.

Zusatz von wenigen Tropfen von Salpetersäure, um das Wismutsalz gelöst zu erhalten). Ich operierte ferner mit reinem Quecksilber und mit Wismut-Amalgam; durch ein metallisches Wismutplättchen, welches ich bei Untersuchungen über das Hallsche Phänomen in festen Körpern bereits angewendet und bei welchem das Phänomen besonders deutlich hervortrat, überzeugte ich mich von der Gleichartigkeit der Bedingungen bei den jetzigen, wie bei den früheren Versuchen.

Trotz der grossen Empfindlichkeit bei meiner Methode und trotz Verschiedenheiten in der angewendeten Anordnung konnte ich bei keiner Flüssigkeit, geschweige denn beim Wismut-Amalgam, das Vorhandensein des Hallschen Phänomens nachweisen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 25. Januar 1903.)

Entgegnung auf die Bemerkungen der Herren Carl Forch und Gottlieb Kučera.

Von Robert Geigel.

Im 11. Hefte dieses Jahrganges der Physikalischen Zeitschrift (S. 318) hat Herr C. Forch Versuche veröffentlicht, die er über allenfallsige Absorption von Gravitationsenergie durch radioaktive Substanz in ähnlicher Weise, wie ich, anstellte. Nach seinen Angaben verfügte er sowohl über grössere Mengen aktiver Substanz, als auch über eine weit empfindlichere Wage als ich, und ich begrüsse es freudig, wenn Institute, die besser als das meinige ausgestattet sind, sich mit der Sache beschäftigen.

Allein der einleitenden Bemerkung, dass nach meinen Zahlenangaben[1]) die wahrscheinlichen Fehler einer einzelnen Beobachtung die konstatierte scheinbare Gewichtsänderung erreichen, kann ich nicht beistimmen. Der wahrscheinliche Fehler des arithmetischen Mittels ist stets wesentlich geringer als die Differenz der Zeigerstellung und aus dieser wird ja erst der scheinbare Gewichtsverlust gerechnet. Und selbst der mittlere Fehler der einzelnen Zeigerbeobachtungen, aus denen erst das arithmetische Mittel als wahrscheinlichster Wert der Einstellung sich ergiebt, bleibt noch weit unter der Differenz der Zeigereinstellung mit und ohne radioaktive Substanz.

Dass Herr Forch mit dem entschieden besseren Apparate nur einen minimalen scheinbaren Gewichtsverlust findet, dürfte vielleicht daran liegen, dass, soviel ich sehe, die verwendete aktive Substanz nicht „geschüttelt" war. Bei ausgeruhter Substanz sind die scheinbaren Gewichtsverluste immer viel kleiner. Ich bemerke, dass nicht, worauf ich von befreundeter Seite aufmerksam gemacht wurde, durch das sehr mässige „Schütteln" allenfalls eine Erwärmung der Substanz und damit aufsteigender Luftstrom erzeugt wurde, ich habe zur Kontrolle zwischen aktive Substanz und Kugel $1\frac{1}{2}$ Stunden vor Beginn der Wägung und vor Einführung der Substanz ein hinlänglich breites Tischchen aus Kartonpapier gestellt, sodass ein aufsteigender Wärmestrom die Kugel nicht treffen konnte, und habe dasselbe Resultat erhalten, wie ohne das Tischchen.[1]) Auch ein anderer Einwand, dass aus der Substanz Bromdämpfe entwichen und bei ihrem höheren spez. Gewicht stärkeren Auftrieb der Kugel veranlassten, war nicht stichhaltig. da chemische Untersuchung keine Spur von Bromdampf ergab. Dass Aufprallen von fortgeschleuderten, ausgestrahlten Teilchen auf die Kugel keine Rolle spielt, zeigen die Versuche von Herrn Forch selbst, sonst hätte er bei der jedenfalls grösseren Oberfläche seines Bleikörpers stärkere Gewichtsverluste erhalten müssen, als ich.

Wenn ich Herrn Forch auf den vorletzten Absatz meiner Arbeit aufmerksam machen darf und wenn er dann mit seiner empfindlichen Wage mit geschüttelter und in einem einzigen Gefässe befindlicher Substanz, von möglichster Dicke, wägen würde, so würde vielleicht meine Vermutung bestätigt werden können. Ich selbst verfüge vorläufig nicht über bessere Mittel und nicht über grössere Mengen radioaktiver Substanz.

In dem gleichen Heft der Physikalischen Zeitschrift (4, 319, 1903) entwickelt Herr Kučera eine Absorptionsformel, die von der meinigen abweicht.

Wie er selbst bemerkt, trägt meine Rechnung nur den Charakter erster Annäherung, und etwas anderes sollte sie auch nicht sein; es war schon wegen der dem Versuche vermutlich anhaftenden unvermeidlichen Fehler nicht denkbar, absolut richtige Werte von a zu erhalten, sondern es sollte bloss überlegt werden, ob bei verschiedener Dicke der absorbierenden Schicht annähernd gleiche Schwäch-

1) In meinen Zahlenangaben sind, was ich bedaure, bei der Korrektur ein paar unrichtige Zahlen stehen geblieben, die das Resultat allerdings nicht beeinflussen, die ich aber an dieser Stelle berichtigen möchte: S. 431 sub II a: „Mittel 7,900 $\pm$ 0,02525, S. 432 ad II a „Unterschied der Einstellung 0,1627"; „scheinbarer Gewichtsverlust 0,5924 mg" und in der Klammer als erste Zahl 0,02634; S. 434 ad $a : A =$ 0,00013177; $a = 0{,}99996$.

1) Ein aufsteigender Luftstrom könnte übrigens aus anderen Gründen trotzdem in Betracht kommen, da, wenn Absorption stattfindet, doch auch die unter der Kugel befindliche Luft einen Gewichtsverlust erleiden würde.

ungskoeffizienten sich ergaben. Wenn Herr Kučera gestattet, die a nach seiner jedenfalls richtigeren Formel zu rechnen, so ergiebt sich, wie ich flüchtig nachgerechnet habe, Übereinstimmung noch bei einer weiteren Dezimalstelle gegenüber den früheren Werten. Ich gebe übrigens zu, dass darauf sonderliches Gewicht nicht zu legen ist, da die Zahlen a naturgemäss von 1 sich nur sehr wenig unterscheiden werden, also nach dem o, stets eine Reihe von 9 zu erwarten ist.

(Eingegangen 3. März 1903.)

BESPRECHUNGEN.

J. Kiessling, Leitfaden für den Unterricht in der Experimentalphysik an Oberrealschulen, Realgymnasien und Gymnasien. Nach dem Lehrbuch der Physik von E. Budde bearbeitet. 411 Seiten mit 412 Seiten und 272 Abbildungen. Berlin, P. Parey. 1902. geb. 5,50 M.

Aus der ungemein grossen Zahl der in den letzten Jahren erschienenen Lehrbücher für den physikalischen Unterricht an höheren Schulen tritt die vorliegende Umarbeitung des Buddeschen Buches recht vorteilhaft hervor. Fast in allen Teilen gleich wertvoll, bietet das Buch bei einer klaren und dabei entsprechenden Darstellung einen sehr reichen Inhalt. Die Anordnung des Stoffes ist derart getroffen, dass nach Bedürfnis manche Abschnitte, die nicht so wesentlich erscheinen mögen, unbeschadet des Zusammenhanges überschlagen werden können.

Was das Werk besonders wertvoll erscheinen lässt, ist die eingehende, liebevolle Berücksichtigung und Verwertung der Energetik, — wie überhaupt modernen Anschauungen fast überall Rechnung getragen wird. Doch müssen einige Bedenken hier ausgesprochen werden. Wenn der Verfasser von einer allgemeineren Begründung der absoluten Masse in der Elektrizität und im Magnetismus Abstand nimmt, so kann das noch verstanden werden. Wenig plausibel aber ist es dagegen, dass er die „Potentialtheorie" als ein loses und theoretisches Anhängsel der Elektrostatik beifügt. Dadurch werden alle damit zusammenhängende Begriffe einer lebendigen experimentellen Behandlung entzogen und müssen in den Augen des Schülers zu leeren Schemen herabsinken. So wird dadurch z. B. ein künstlicher Gegensatz zwischen elektrischer Spannung und Potential hervorgerufen (welchen Begriffen der Verfasser noch einen dritten, den der Ladungsstärke anreiht). — So tritt ferner bei Kiesslings Auffassung es garnicht hervor, dass es sich bei elektrischen Kondensatoren um nichts weiter als um eine Vergrösserung der Kapazität handelt! — Die Heranziehung (S. 315) des Bohnertschen Vergleiches für eine „hypothesenfreie Begründung der Influenzladung" ist wenig glücklich. Vielleicht entschliesst sich der Verfasser bei der zweiten Auflage hinsichtlich dieser und anderer Punkte (die hier zu besprechen nicht möglich sind), eine Änderung zu treffen. Wir würden das Buch dann unbedenklich als eines der allerbrauchbarsten Lehrbücher für den physikalischen Unterricht an Schulen bezeichnen müssen.

Behrendsen.

(Eingegangen am 18. November 1902.)

K. Heun, Formeln und Lehrsätze der allgemeinen Mechanik in systematischer und geschichtlicher Entwickelung. VIII u. 112 S. mit 25 Fig. im Text. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung. 1902. geb. 3,50 M.

Auf dem Gebiete der technischen Mechanik ist der Verf. zuerst durch sein treffliches Referat „Die kinetischen Probleme der wissenschaftlichen Technik" im Jahresberichte der deutschen Mathematiker-Vereinigung 1901 bekannt geworden. In demselben versuchte er, die Vorgänge nach den Freiheitsgraden der Bewegung zu gruppieren, womit die allgemeine Anwendung der Gleichungen von Lagrange sich von selbst ergab.

In der vorliegenden Schrift, welche zunächst als Repetitorium für die Zuhörer des Verf. an der technischen Hochschule zu Karlsruhe gedacht ist, geht er noch einen Schritt weiter, indem er unter Beibehaltung des obigen Gesichtspunktes konsequent die Vektorenrechnung benutzt. Seine Darstellung dieser Methode ist formell sehr einfach, unterscheidet sich aber doch bez. des äusseren und inneren Produkts sowie der Vektoren selbst von der in anderen Schriften gebrauchten Bezeichnungsweise. Die sich hieran anschliessende Kinematik scheint mir durch Einführung der Masse und der damit belasteten mechanischen Grössen etwas weit gefasst zu sein. Die Kräfte selbst gelangen erst in der Dynamik zur Sprache, deren Unterabteilungen die Statik und Kinetik bilden. Die erstere wird auf dem schon in der Kinematik eingeführten Prinzip der virtuellen Verschiebungen aufgebaut, dessen Zweckmässigkeit aber erst in der Kinetik erwiesen. Diese wiederum zerfällt in die Kinetik der Momentankräfte (Im-

pulskinetik) und die praktisch wichtigere der zeitlich wirkenden Kräfte. Als Beispiel für die freie Bewegung dient die Centralbewegung, wobei auch der Flächensatz zur Geltung kommt. Dann folgen im Anschluss an die Einführung der allgemeinen Koordinaten die Gleichungen von Lagrange und das Energieprinzip. Diese Sätze werden nun auf die gezwungene Bewegung angewandt, für welche das sphärische Pendel als Beispiel angezogen wird. Nach einem Exkurs über Systeme mit einer endlichen Zahl von Freiheitsgraden wird die Bewegung des starren Körpers untersucht, für welche sich nach den vorangegangenen Entwicklungen die Eulerschen Gleichungen sofort ausschreiben lassen.

Ganz originell ist der hier eingeschaltete Abschnitt über unstetige kinetische Prozesse, in dem der Verf. auch Methoden zur näherungsweisen Integration von Differentialgleichungen für kurze Zeitintervalle bespricht, sowie die Untersuchung von Störungen kinetischer Gleichgewichtszustände nach Routh. In der Kinetostatik, d. h. der Lehre von der Beanspruchung der Einzelteile eines Systems durch die äusseren und die von der Bewegung selbst geweckten Kräfte und Momente behandelt der Verf. zuerst die allgemein übliche Schnittmethode. Dieselbe hat unter seinen Händen infolge der Verwendung der Lagrangeschen Gleichungen an Stelle der den Technikern allein geläufigen 6 Formeln der Dynamik ein eigenartiges Gepräge gewonnen. Schliesslich werden noch im Anhange einige Spezialprobleme durchgenommen und ein kurzer Abriss der Geschichte der Mechanik gegeben.

Das Schriftchen birgt demnach auf nur 112 Seiten einen überreichen Inhalt, der nur durch die äusserst prägnante und mathematisch hochelegante Darstellung des Verf. so eng zusammengedrängt werden konnte. Es ist darum auch nicht möglich, den Gedankengang der Entwicklungen des Verf. im einzelnen weiter auszuführen, ohne die entsprechenden Abschnitte geradezu wörtlich auszuschreiben. Die am Schlusse der Vorrede stehende Frage, ob das Büchlein wohl einige Freunde gewinnen wird, kann man jedenfalls mit gutem Gewissen bejahen. Wer mit gründlichen Kenntnissen der Elementarmechanik ausgerüstet an einer ebenso systematischen wie originellen Zusammenfassung des Gesamtgebietes Freude hat, wird das kleine Buch mit grossem Genuss und was wichtiger ist, nicht ohne bleibenden Nutzen durchlesen.

H. Lorenz.

(Eingegangen 16. Oktober 1902.)

Paul Gerber, Die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Gravitation. (Progr. d. Realprogymn. i. Stargard i. Pommern 1902.) 25 S.

Bei der Bestimmung des Potentials zweier bewegter Teilchen folgt der Verf. zunächst C. Neumann in der Anschauung, dass das an der einen Masse eben wirkende Potential von der anderen um die zum Durchlaufen der gegenseitigen Entfernung nötige Zeit $\frac{r}{c}$ früher ausging, d. h. als diese

$$r - \frac{r}{c}\frac{dr}{dt}$$

war und daher den Betrag

$$\frac{1}{r\left(1 - \frac{1}{c}\frac{dr}{dt}\right)}$$

hat. Nun aber bemerkt der Verf. weiter, dass infolge der Bewegung beider Massen das Potential mit der

$$\frac{1}{c}\left(c - \frac{dr}{dt}\right)$$

fachen Geschwindigkeit, als im Falle der Ruhe beider Teilchen, an der angezogenen Masse vorüberstreicht und nimmt an, dass es deshalb einen im gleichen Verhältnis kleineren Effekt hervorbringt, wodurch er das Potential erhält:

$$\frac{1}{r\left(c - \frac{1}{c}\frac{dr}{dt}\right)^2} = \frac{1}{r}\left\{1 + \frac{2}{c}\frac{dr}{dt} + \frac{3}{c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2\right\}$$

oder die Kraft:

$$\frac{1}{r^2}\left\{1 - \frac{3}{c^2}\left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + \frac{6r}{c^2}\frac{d^2r}{dt^2}\right\}.$$

Also gerade das dreifache Zusatzglied des Weberschen Gesetzes, wodurch die aus diesem unter der Annahme $c = 3 \cdot 10^{10} \frac{C}{s}$ folgende Perihelstörung des Merkur von 13″65 (pro 100 Jahre), den durch die Beobachtungen geforderten Wert von $3 \times 13''65 = 41''$ erreicht. Ausserdem enthält die Arbeit eine kritische Darstellung der verschiedenen seit Laplace gemachten Versuche, die zeitliche Ausbreitung der Gravitation in Rechnung zu ziehen.

G. Herglotz.

(Eingegangen 24. Oktober 1902.)

Thomas Andrews, Über die Kontinuität der gasförmigen und flüssigen Zustände der Materie (1869) und **Über den gasförmigen Zustand der Materie** (1876). On the continuity of the gaseous and liquid states of matter. Phil. Transact. of R. S. of London. Vol. 159, 1869, 575—589 and On the gaseous state of matter. Vol. 166, 1876, 421—449.

Herausgegeben von **Arthur von Oettingen** und **Kenji Tsuruta** aus Japan. [Ostwalds Klassiker d. exakten Wissenschaften Nr. 132.] Mit 12 Fig. im Text und in den Anmerkungen, 82 S. Leipzig 1902. W. Engelmann. geb. 0,80 M.

Das vorliegende Bändchen der Klassiker enthält den Neuabdruck der beiden wesentlichsten Arbeiten Andrews' über die Kompressibilität der Gase, in denen zuerst der Gedanke, dass der „gewöhnliche Gas- und gewöhnliche Flüssigkeitszustand nur weit voneinander getrennte Formen eines und desselben Aggregatzustandes sind" und dass zwischen beiden „nirgends eine Kontinuitätsstörung bemerkbar ist", seine experimentelle Begründung fand. — Ausser den üblichen kurzen biographischen Notizen haben die Herausgeber noch aus den Scientific Papers of Thomas Andrews ein kurzes „Resumé der beiden Abhandlungen", sowie eine Übersicht aller Arbeiten Andrews' über die Kompressibilität der Gase beigefügt. Aus den Anmerkungen entnehmen wir die interessante Thatsache, dass die Laboratoriums-Notizbücher des Autors, welche die Reduktion der von Andrews angegebenen Drucke auf die wahren Werte des Druckes, unter welchem die Kohlensäure bei den Versuchen stand, ermöglichen, erhalten sind, und dass deren Veröffentlichung in nächster Zeit vorgesehen ist. C. Forch.

(Eingegangen 3. November 1902.)

Raoul Pictet, Zur mechanischen Theorie der Explosivstoffe. 84 S. kl. 8⁰. Weimar, Carl Steinert. 1902. 1,60 M.

In dem ersten Teile des vorliegenden Büchleins, das aus einer Artikelreihe in der Zeitschrift für komprimierte und flüssige Gase entstanden ist, giebt der Verfasser eine kurze Übersicht der gegenwärtig als Trieb- und Sprengmittel benutzten Explosivstoffe. Indem er die Vor- und Nachteile der einzelnen abwägt, leitet er zum II. Teil über, der das Programm eines idealen Explosivstoffes enthält und in einfacher Rechnung die Beziehungen zwischen der entwickelten Wärme bezw. den auftretenden Drucken und der aus diesen folgenden treibenden bezw. zerstörenden Wirkung entwickelt. Als solch idealer Explosivstoff tritt an erster Stelle flüssiges Stickoxydul auf und zwar 1. ohne wesentlichen Begleiter, 2. mit Methylalkohol, 3. mit Methylalkohol und flüssigem Wasser. Von dem reinen Stickoxydul erwartet der Verfasser eine Wirkung, der „kein Rezipient, keine Kanone widerstehen kann". Durch die Beigabe des Methylalkoholes soll eine an Gas reichere Explosion mit noch höherer Temperatur erreicht werden, die aber wohl nicht so plötzlich auftreten wird. Um für Feuerwaffen ein rationelleres Treibmittel zu erlangen, bei dem die erlaubte Maximaltemperatur von etwa 2000⁰ nicht überschritten wird, wird die an dritter Stelle erwähnte Beimengung von Wasser vorgeschlagen.

Als besonderen Vorteil der angegebenen Stoffe wird die Thatsache angeführt, dass sie als Zersetzungsprodukte nur verhältnismässig harmlose Gase hinterlassen, während die modernen Sprengmittel meistens giftige Dämpfe abgeben. Einige vom Verfasser mit Stickoxydul in den drei genannten Formen angestellte Versuche, bei welchen Kartuschen aus Kupfer und Eisen verwandt wurden, bestätigten seine Voraussetzungen, auch speziell bezüglich der verzögernden Wirkung des beigegebenen Wassers. — Gleichfalls den gestellten Anforderungen entsprechende Sprengstoffe ergeben salpetersaures Ammoniak mit Methylalkohol oder salpetersaures Ammoniak, das in gasförmigem Ammoniak gelöst ist; mehr als Zündsatz, denn als Sprengmittel erscheint dem Verfasser komprimierter Wasserstoff und Sauerstoff in Verbindung mit flüssigem Wasser geeignet, ein Vorschlag der, soviel dem Ref. bekannt, übrigens vor einigen Jahren bereits durch ein (österreichisches?) Patent geschützt wurde. C. Forch.

(Eingegangen 11. Oktober 1902.)

Oscar Kausch, Die Herstellung und Verwendung von flüssiger Luft. Unter besonderer Berücksichtigung der Patent-Litteratur zusammengestellt. 129 S. kl. 8⁰. Mit 32 Abbildungen. Weimar, Carl Steinert. 1902. 1,60 M.

Der Verfasser erläutert in ausführlicher Weise unter Bezugnahme auf die einzelnen Patentschriften die verschiedenen zur Herstellung flüssiger Luft bezw. gekühlter Gase dienenden Versuchsanordnungen und bietet eine erwünschte Zusammenstellung der bis jetzt erfolgten Anwendungen derselben zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken. C. Forch.

(Eingegangen 11. Oktober 1902.)

W. C. L. van Schaik, Wellenlehre und Schall. Deutsch von H. Fenkner. XI u. 358 S. mit 176 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1902. 8 M.

Auf relativ engem Raum giebt der Verf. eine vortreffliche Übersicht über die wichtigsten akustischen Erscheinungen unter stetem Hinweis auf die entsprechenden optischen Analoga. Es werden dabei eine grosse Anzahl relativ wenig bekannter Versuche über Beugung und

Interferenz des Schalles aufgezählt, die man, abgesehen von Rayleighs umfangreichem Spezialwerk „On Sound", wohl in den meisten Lehrbüchern vergeblich sucht. Auch das Zustandekommen des Tons in Pfeifen, überhaupt die Bedingungen, unter denen eine kontinuierliche Bewegung zur dauernden Unterhaltung einer Schwingung führen kann, werden ausführlich besprochen und durch manche wenig bekannte Versuche näher erläutert. Bedauerlich scheint es dem Referenten nur, dass Verf. sich nicht hat entschliessen können, in seinem Buche, das doch sicher nur von einem schon fachwissenschaftlich vorgebildeten Publikum gelesen wird, die Differentialrechnung in Anwendung zu bringen an Stelle der immer erst ad hoc erfundenen umständlichen Rechnungen, bei denen es dann doch manchmal heisst (S. 31): „wie durch höhere Mathematik bewiesen werden kann". W. Kaufmann.

(Eingegangen 10. November 1902.)

Gottlieb Behrend, Die Abwärme-Kraftmaschine (System Behrend-Zimmermann). Verfahren, mechanische Arbeit durch Abwärme zu erzeugen, sowie eine wesentliche Erhöhung des thermischen Wirkungsgrades der Dampfmaschine. Vier Vorträge. III u. 32 S. Halle, W. Knapp. 1902. 1 M.

Das Heft, welches vorn das Bild des Verfassers enthält, umfasst vier Vorträge, die in den Jahren 1892 bis 1902 im Hamburger bezw. Schleswig-Holsteinischen Bezirksverein deutscher Ingenieure gehalten wurden. Es handelt sich um Maschinen zur Ausnützung der im Abdampf gewöhnlicher Wasserdampfmaschinen noch enthaltenen Wärme. Man kann nämlich in H_2O-Maschinen das zur Verfügung stehende Temperaturgefälle nicht voll ausnützen, da wegen der geringen Spannungen des H_2O-Dampfes bei niedrigen Temperaturen die Arbeitscylinder unverhältnismässig gross ausfallen und erhebliche Reibungsverluste verursachen würden. Eine bessere Ausnützung des Temperaturgefälles wird nun erzielt, wenn die Abwärme der H_2O-Maschine verwandt wird zur Heizung eines Schweflig-Säure- oder Ammoniak-Verdampfers. Die erhaltenen SO_2- oder NH_3-Dämpfe, die bei niedrigen Temperaturen relativ hohe Spannungen haben, werden dann zum Betriebe eines der gewöhnlichen Dampfmaschine ganz ähnlichen „Kaltdampfmotors" benutzt. Nach erfolgter Arbeitsleistung werden die Dämpfe in einem Oberflächen-Kondensator durch Kühlwasser niedergeschlagen und durch eine Cirkulationspumpe in den Verdampfer zurückgeführt. Der Verfasser berechnet den mit dieser Anordnung zu erzielenden thermischen Wirkungsgrad der „kombinierten Maschine" unter Zugrundelegung des Carnotprozesses zwischen den Temperaturen 172° C. und 20° C. zu 0,34, während man mit der gewöhnlichen Dampfmaschine höchstens 0,25 erreichen kann, da man in diesem Falle an eine untere Temperaturgrenze von 60° C. gebunden ist. Durch Hinzufügung der SO_2- oder NH_3-Maschine wird also das Temperaturgefälle praktisch um ca. 40° nach unten, d. h. bis ungefähr zur Temperatur des im allgemeinen zur Verfügung stehenden Kühlwassers erweitert. Es sind, wie der Verfasser mitteilt, Maschinen nach seinem Vorschlag praktisch ausgeführt worden, deren Untersuchung durch Prof. Josse (s. Mitt. a. d. Masch. Labor. der k. techn. Hochsch. Berlin, Hft. II, 1899) ergeben hat, dass der Dampfverbrauch der kombinierten Maschine ca. 3,75 kg pro PS-Stunde beträgt, während die besten und grössten H_2O-Triple-Expansions-Maschinen 5,0 kg verbrauchen. Auch hinsichtlich der Betriebsfähigkeit genügten diese Maschinen allen Anforderungen. Zum Schluss giebt der Verfasser eine Übersicht über die Entwickelung der Erfindung, wobei jedoch die Erwähnung des eigentlichen Urhebers derselben schlecht wegkommt. Die Idee der Abwärmekraftmaschine ist nämlich schon 50 Jahre alt. Der erste, der solche, und zwar mit Äther betriebene, Maschinen gebaut hat, war der Franzose Du Tremblay (Annales des Mines, 1853, t. IV. pg. 203; Dinglers polyt. Journal Bd. 134, S. 161; Polyt. Centralblatt 1854, S. 385). Näheres über diese Maschinen siehe Zeuner, techn. Thermodynamik II, S. 134 ff.

Göttingen, 6. Novbr. 1902. W. Hort.

(Eingegangen 8. November 1902.)

Sadi Carnot, Reflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres à développer cette puissance. (Betrachtungen über die bewegende Kraft des Feuers und über die Maschinen, diese Kraft auszunutzen.) (Réimpression facsimilé conforme à l'édition originaire de 1824.) Paris 1903. Librairie scientifique A. Hermann.

Dieser Neudruck der berühmten Abhandlung, von welcher wir in den Klassikern der exakten Wissenschaften eine treffliche Übersetzung Ostwalds besitzen, bedarf an dieser Stelle nur der Erwähnung mit dem Hinweise, dass ihm ein Brief von H. Carnot über die vom Verfasser zwischen 1824 und 1832 entdeckte, aber nicht veröffentlichte Äquivalenz zwischen Wärme und Arbeit nebst einem Faksimile der Originalnotiz beigefügt ist.

H. Lorenz.

(Eingegangen 7. Dezember 1902.)

Eder's Jahrbuch für Photographie und Reproduktionstechnik für das Jahr 1902. 16. Jahrg. IX u. 755 S. mit 351 Abbildungen im Text und 28 Kunstbeilagen. Halle a. S., W. Knapp. 1902. 8 M.

Das neue Jahrbuch, das sich in Form nnd Ausstattung seinen bekannten Vorgängern anschliesst, enthält neben Aufsätzen, die bereits anderwärts gedruckt waren und zusammenfassenden und Autorreferaten, unter denen wir solche von Cordier, Elster, G. C. Schmidt, Pfaundler, Eder, von Hübl, Valenta, Namias, Neuhauss, Andresen, Eichengrün, Lüppo-Cramer u. v. a. finden, deren Arbeiten auf den uns ferner liegenden Gebieten der Physiologie und der Druckverfahren liegen, eine grössere Anzahl zum ersten Mal veröffentlichter Abhandlungen, von denen wir Krüss, Messung der Helligkeit von Projektionsapparaten, Schaum, über elektrochemische Aktinometer, und Hartmann, ein Hilfsmittel zur Untersuchung von Objektiven hervorheben. Martins Arbeit, ein Anastigmat aus einem normalen Glaspaar ist von Rudolph bereits bestritten. Dass wir auch wieder ein Stück naturphilosophischer Spekulation ältester Schule, das glücklicherweise etwas kürzer ausgefallen ist als in früheren Jahren, mitverdauen müssen, war zu erwarten; Roloffs feine Arbeit darf nicht als Entschuldigung dafür angeführt werden; für jeden, der die Verhältnisse kennt, bedeutet aber die Aufnahme keinen Vorwurf gegen den Herausgeber.

Im zweiten Teil bringt das Jahrbuch die üblichen Referate über so ziemlich alles Erschienene; die Abhandlungen sind in den allermeisten Fällen ohne Kritik des Referenten wesentlich wohlwollend referiert, was gewiss durchaus anzuerkennen ist, andererseits aber bei polemischen Artikeln, deren Art nicht immer deutlich genug betont ist, die Gefahr der Irreführung bedingt. Ein einziges Wort mag die zweifelhafte Angabe für den Leser zur Gewissheit stempeln; ich möchte mich im Sinne absoluter Neutralität dagegen aussprechen, dass bei solchen Referaten von eingehenden Versuchen u. s. w. gesprochen wird, die angeblich andere Anschauungen widerlegen sollen, während in Wirklichkeit diese Anschauungen vom Gegner einfach nicht verstanden wurden. Eine Polemik daraufhin fortzusetzen, hat doch gar keinen Sinn, und so scheint der, der zuletzt schrieb, recht zu behalten. Die Angaben über die Patente von Junk und Selle sind unrichtig.

Eders Jahrbuch bedeutet auch in seinem neuen Band ein wertvolles Hilfsmittel der Forschung, das sonst beinahe unzugängliche Litteratur in sich vereinigt. Englisch.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

R. Namias, Manuale teorico pratico di chimica fotografica (Theoretisch-praktisches Handbuch der photographischen Chemie). Vol. II⁰. 274 S. 8⁰. Milano, Progresso fotografico, via Leopardi. 1902. 20. 4½ Lire.

Der erste, die Negativverfahren umfassende Band der photographischen Chemie von Namias hat innerhalb wenig mehr als Jahresfrist eine zweite Auflage erlebt; gleichzeitig erscheint der zweite Teil des ausgezeichneten Werkes, enthaltend die Positiv- und Lichtpausverfahren. Namias hat als einer der ersten physikalisch-chemische Methoden auf photographische Probleme angewandt, wobei er sich allerdings auf thermochemische Betrachtungen beschränkte. Er hat dabei unsere Anschauungen über Sensibilisation wesentlich bereichert und geklärt. Seine thermochemischen Betrachtungen hat Namias in den 1. Teil seines Buches aufgenommen; im vorliegenden zweiten vertritt er mehr einen praktischen Standpunkt und beschränkt die Theorie auf die Wiedergabe der Reaktionsformeln. Bekanntlich hat er besondere Verdienste um die Ergründung des Vorgangs bei der Goldtonung und der durch Ersatz des Silbers des entwickelten Bromsilberdrucks durch gefärbte Metallsalze bedingten Färbung der Bilder. An der Hand seiner Formeln kann man sich leicht die Ionengleichungen selbst anschreiben und damit der von Ostwald begründeten Anwendung elektrochemischer Anschauungen auf die Photographie gerecht werden. Das Buch liest sich sehr fliessend, es ist sehr vollständig und durch Sichtung des massenhaften Materials ausgezeichnet. Bemerkt sei noch, dass auch eine französische Ausgabe desselben erschienen ist. Englisch.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

Von der „Photographischen Bibliothek“ (Berlin, G. Schmidt, 8⁰, 1902) sind neu erschienen:

1. **H. W. Vogel, Das photographische Pigmentverfahren (Kohledruck).** 4. völlig umgearbeitete Aufl. mit einem Anhange über das Velours-, Gummidruck- und Ozotypie-Verfahren. Bearbeitet von P. Hanneke. VIII u. 127 S. mit 1 Taf. u. 16 Abbildungen im Texte. 3 M.

14. **Hans Schmidt, Die Architektur-Photographie unter besonderer Berücksichtigung der Plastik und des Kunstgewerbes.** XII u. 140 S. mit 20 Tafeln u. 52 Abb. im Texte. 4 M.

15. **Fritz Löscher, Vergrössern und Kopieren auf Bromsilberpapier.** IX u. 105 S. mit 1 Tafel u. 19 Abbildungen im Texte. 2,50 M.

Alle drei Bände behandeln ohne höhere Ansprüche nur für den Standpunkt der Amateure, die für recht breite Darstellung besonders dankbar zu sein scheinen, ihre Themata recht vollständig, Löscher zeigt sogar eine bemerkenswerte Furcht vor der kleinsten Rechnung.

Hanneke hat H. W. Vogels bekannte und anerkannte Monographie, durch Darstellung des Gummidrucks und der Ozotypie ergänzt, neu herausgegeben. Schmidt bespricht eingehend die photographische Perspektive, und da er ausser der Architektur auch Plastik und Kunstgewerbe behandelt, findet man Winke über die Aufnahme von Apparaten. Seiner Meinung über Objektive muss ich entgegentreten; der moderne Anastigmat bedeutet einen riesigen Fortschritt doch nur für ein grosses Bildfeld; er erreicht den Antiplaneten, der daher besonders für Telephotographie geeignet ist, an Mittelschärfe nicht, und wenn man sich auf ein noch kleineres Bildfeld beschränkt, thut's recht wohl auch ein besserer Aplanat. Es scheint, dass man das immer einmal wieder sagen muss; um aber nicht missverstanden zu werden: der Anastigmat ist mehr Universalobjektiv als alle andern Typen, eben weil ihm ein grosses Bildfeld eigen ist. Störend sind eine Unzahl unnötigster Fremdwörter. Englisch.

(Eingegangen 21. Oktober 1902.)

Eugen Englisch, Photographisches Kompendium. Anleitung zur Liebhaberphotographie unter Berücksichtigung der Anwendung in der Wissenschaft. gr. 8⁰. VI u. 288 S. Mit 1 Taf. u. 75 Abb. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1902. 4 M.

Wenn man bedenkt, welch unentbehrliches Hilfsmittel die Photographie heutigen Tages für alle Zweige der Naturwissenschaft, der Medizin und der historischen Forschung geworden ist, so muss man aufrichtig bedauern, dass photographische Kollegien und Praktika in den Vorlesungsverzeichnissen der Universitäten und technischen Hochschulen so selten zu finden sind. Der Studierende und der selbständige Forscher sind meistenteils darauf angewiesen, lediglich an der Hand von Lehrbüchern sich die notwendigsten Kenntnisse des photographischen Arbeitens anzueignen. Die meisten der kleineren Kompendien sind aber entweder nur für den Amateur oder für den Berufsphotographen zugeschnitten; Anleitungen zur Verwendung photographischer Methoden bei wissenschaftlichen Untersuchungen geben nur die wenigsten, und vollends fehlt bei allen eine Diskussion der photographischen Prozesse vom Standpunkt der physikalischen Chemie. Allen diesen Ansprüchen wird das vorliegende photographische Kompendium von E. Englisch gerecht. Es enthält eine kurze und kritische Besprechung der photographischen Apparate und Hilfsmittel, sorgfältig bearbeitete Kapitel über physikalische und geometrische Optik, über die Eigenschaften und die Behandlung der verschiedenen Objektive, vortreffliche, auf eigene Erfahrung gegründete Anleitungen zur Aufnahme für die verschiedensten wissenschaftlichen Zwecke, zur Mikrophotographie, Stereoskopie, Telephotographie, sowie die Grundzüge der indirekten und der direkten Farbenphotographie.

In der Erkenntnis, dass ein Lehrbuch, welches sich mit der Beschreibung der photographischen Verfahren und der Angabe einer mehr oder weniger grossen Zahl von Rezepten begnügt, zu mechanischem Nacharbeiten verleitet, einem nachdenkenden Leser aber nicht genügen kann, hat der Verfasser seine Ausführungen über die photographischen Prozesse vom Standpunkt der Theorie der elektrolytischen Dissoziation und des Massenwirkungsgesetzes gegeben. Die Mechanik des Entwicklungsvorganges, die Wirkungsweise des Fixierbades, die Prozesse der Abschwächung und der Verstärkung, sowie die verschiedenen Positivverfahren werden von diesem Gesichtspunkt aus eingehend und klar diskutiert. Diese Darstellungen erheben das Buch weit über alle übrigen Kompendien der Photographie, und die physikalische Chemie darf sich freuen, dass ihr in einem aus physikalischen Kreisen stammenden Lehrbuch eine Würdigung zu teil geworden ist, wie man sie in den meisten viel empfohlenen Lehrbüchern der Chemie vergeblich suchen wird.

Wer Englischs Kompendium mit Ernst studiert, wird dem Wunsche des Verfassers entsprechend nicht nur in den Stand gesetzt werden, ein brauchbares Bild zu liefern, sondern auch die Erzeugnisse des Marktes auf ihren Wert zu prüfen und die theoretischen Arbeiten in den photographischen Zeitschriften zu verstehen; auch wird der aufmerksame Leser eine Fülle von Anregung zu selbständigen Versuchen in noch offenen Gebieten finden.

Möge das auch äusserlich vorzüglich ausgestattete und mit guten Abbildungen versehene Werk in naturwissenschaftlichen Kreisen die Meinung festigen, dass für sie die Photographie keineswegs ein Handlangerdienste leistendes Fach ist, sondern dass es thatsächlich eine wissenschaftliche Photographie giebt, der eine eifrige Pflege an Universitäten und Hochschulen dringend zu wünschen ist. Karl Schaum.

(Eingegangen 9. September 1902.)

Albert Gockel. Luftelektrische Untersuchungen. Veröffentlichungen der Universität Freiburg (Schweiz). Neue Folge, Fasc. IV. 55 S. mit 1 Tafel. Freiburg (Schweiz), Universitätsbuchhandlung. 1902. 1,60 M.

Der Verfasser hat an Orten extremen klimatischen Charakters neben den üblichen meteorologischen Beobachtungen Messungen des Potentialgefälles, der Elektrizitätszerstreuung, der ultravioletten und der gesamten Sonnenstrahlung angestellt. Das Instrumentarium bestand aus Flammenkollektor, Elektroskop, Zerstreuungsapparat und Aktinometer nach Elster

und Geitel und einem Crovaschen Aktinometer.

Im August 1901 wurden die Messungen in Biscra (Sahara) begonnen, wo das Potentialgefälle auffallend niedrige Werte zeigte; aus dem wenig umfangreichen Beobachtungsmaterial konnte ein täglicher Gang des Potentialgefälles noch nicht ermittelt werden — allen Beobachtungstagen gemeinsam war nur das Sinken des Potentialgefälles nach 4^hp. und eine zweite Abnahme nach 8^hp. Ein Sprungmaximum nach Sonnenaufgang oder Sonnenuntergang konnte der Verfasser im Gegensatz zu seinen Beobachtungen im Frühjahr 1899[1]) nicht mehr feststellen. In der Oase Tougourt, 200 km von Biscra landeinwärts, wurden höhere Werte des Potentialgefälles gefunden als in Biscra, auch zeigten diese im Laufe des Tages ein Anwachsen und ein Maximum zur Zeit des Sonnenunterganges. Die Resultate der Zerstreuungsmessungen sind nur schwer untereinander vergleichbar, da der Zerstreuungsapparat teils ohne Schutzcylinder, teils mit einem aus Drahtgeflecht hergestellten Schutzdache benutzt wurde. Die Zerstreuung steigt in Biscra und in Tougourt von kleinen Werten am Morgen im Laufe des Tages bis zu einem Maximum am Nachmittag an, um dann gegen Sonnenuntergang bis zu sehr geringen Beträgen abzufallen; besonders stark ausgeprägt war zu dieser Zeit die Abnahme des Gehalts der Luft an negativen Ionen, die von entsprechend höheren Werten des Potentialgefälles begleitet war. In Hammam el Lif an der tunesischen Küste war die Zerstreuung etwas geringer und das Potentialgefälle höher als in der Wüste.

Die Sonnenstrahlung war (wohl infolge des grösseren Staubgehaltes der Luft) in Tougourt etwas geringer als in Biscra; hier machte sich um Mittag eine deutliche Abnahme der Strahlungsintensität bemerkbar. Das Maximum der lichtelektrischen Wirkung fiel in Biscra auf 11^ha., um Mittag trat eine Abnahme ein, der um 3^hp. wieder ein Anwachsen und um 4^hp. ein rapider Abfall folgten. In Tougourt zeigte sich keine mittägige Depression, auch war hier die ultraviolette Strahlung nachmittags stärker als vormittags.

Weitere Beobachtungen hat der Verfasser von Januar bis März 1902 im Gebirge (Guggisberg, Leysin, Zermatt, Riffelalp) angestellt. Der von Elster und Geitel auf Bergspitzen beobachtete Überschuss an positiven Ionen wurde vielfach schon weit unterhalb des Gipfels angetroffen. In schöner Übereinstimmung mit den von anderen Beobachtern bei Ballonfahrten gefundenen Resultaten stehen die grossen Werte der Zerstreuung, die der Verfasser als Begleiterscheinung des aus grosser Höhe herabstürzenden Föhnwindes beobachten konnte. Im Zermatter Thale zeigte die ultraviolette Strahlung um Mittag eine deutlichere Depression als die Wärmestrahlung; das Potentialgefälle war hier bei Tage niedrig, von Sonnenuntergang bis Sonnenaufgang hoch, während die Zerstreuung gerade das entgegengesetzte Verhalten zeigte.

Die Diskussion der Resultate wird durchgeführt an der Hand der von Exner, Elster und Geitel, dem Verfasser, Chauveau und anderen vertretenen Anschauungen über den Zusammenhang zwischen den Variationen des Potentialgefälles und des Ionengehalts der Luft einerseits und dem täglichen Gange des Luftdruckes (der vertikalen Luftbewegung), der Temperatur, relativen Feuchtigkeit und Sonnenstrahlung andererseits. Eine Entscheidung der schwebenden Fragen erwartet der Verfasser von einer Vermehrung des Beobachtungsmaterials unter Verwendung einheitlicher Messinstrumente zur Bestimmung des Ionengehalts der Luft und verweist auf den von Ebert[1]) konstruierten Aspirationsapparat, der in der That zur Erreichung vergleichbarer Resultate hervorragend geeignet erscheint. H. Gerdien.

1) Meteorolog. Zeitschrift **16**, 482, 1899.

1) Diese Zeitschrift **2**, 662, 1901.

(Eingegangen 6. Oktober 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Berufen wurde der Oberingenieur Hermann Franke-Nürnberg auf den Lehrstuhl für Maschinenbau und Maschinenkonstruieren an die Technische Hochschule in Braunschweig an Stelle des kürzlich verstorbenen o. Professors, Geh. Hofrats Querfurth.

Ernannt wurden der Privatdozent der Physik an der Technischen Hochschule in Dresden Dr. phil. Max Toepler, die Privatdozenten der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Max Dittrich und Dr. Robert Stollé und der Privatdozent der Chemie an der Universität Moskau Dr. Jvan Aleksějevič Kablukov zu ausseretatsmässigen a. o. Professoren, der Leiter des k. k. astronomisch-meteorologischen Observatoriums Professor Ed. Mazelle-Triest zum Direktor dieses Instituts.

An der Technischen Hochschule Berlin hat Professor Dr. Stavenhagen, der zum etatsmässigen Professor an der Bergakademie ernannt worden ist, sein Lehramt für bauwissenschaftliche Technologie zum 1. April d. J. niedergelegt. Er bleibt aber Privatdozent an der Hochschule und wird als solcher „Einleitung in die Experimentalchemie" für Nichtchemiker lesen. Zu seinem Nachfolger in der Lehrstelle für bauwissenschaftliche Technologie ist der Cementtechniker Dr. Schoch ernannt worden.

Die Chemical Society in London ernannte den o. Professor der Chemie Dr. Přibram-Czernowitz zum Mitglied. Die Royal Astronomical Society in London verlieh dem o. Professor der Astronomie Dr. Struve-Königsberg i. Pr. die goldene Medaille.

Am 21. Februar starb in Prag der o. Professor der Mathematik an der Prager böhmischen Universität, Senior der philologischen Fakultät, Hofrat Dr. phil. Franz Studnicka im 67. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 13. 1. April 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 14 am 7. April 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Notizen über drahtlose Telegraphie.

Von Ferdinand Braun.

I. Zur Beseitigung eines Missverständnisses. Einige historische Bemerkungen.

Anfang Oktober 1898 habe ich mich (in einer Patentschrift) so ausgesprochen: Während Marconi mit Hertzschen Wellen arbeite und durch Anwendung des Righi-Oszillators bestrebt gewesen sei, die Schwingungszahl möglichst hoch hinaufzutreiben, wolle ich mit längeren Wellen arbeiten, nämlich mit denjenigen, welche bei der Entladung von Leidener Flaschen „der üblichen Grösse in einem Kreise von mässiger Selbstinduktion entstehen". Dies hat zu Missverständnissen geführt, indem man die erst später bewiesene Auffassung, dass Marconi auch nicht mit Hertzschen, d. h. ca. 0,5 bis 6 Meter langen, sondern mit gewöhnlich etwa 200 Meter langen arbeitete, schon für die damalige Zeit als konstatiert betrachtete und nun interpretiert hat, dass ich noch wesentlich längere (also etwa von Kilometerlänge) benutzen wolle. Dies ist zwar möglich, geschieht bisweilen auch, ist aber nicht notwendig. Und da die erwähnte irrtümliche Interpretation auch neuerdings — wenn auch mit der richtigen vermischt — wieder aufgetreten ist, so möchte ich nochmals [1]) auf den wirklichen Thatbestand ausdrücklich hinweisen. Dieser besteht darin, dass ich 1898 mit Wellenlängen arbeiten wollte von derselben Grössenordnung, wie sie Marconi unbewusst auch schon verwendete.

Wäre die später bewiesene Auffassung über die von Marconi verwendeten Wellenlängen schon von Anfang an unzweifelhaft gewesen, so würde es fast unverständlich sein, dass man nicht gleich an die Verwendung des Flaschenkreises gedacht hätte, sondern sich mit den ungünstigen Methoden zur Herstellung der Wellen durch direkte Ladung begnügte, welche Hertz für seine Zwecke einschlug, indem er die Kondensatorentladungen verliess.

Wie diese falsche oder mindestens ungeklärte Auffassung entstehen konnte, ist heutigen Tages nur noch verständlich aus der historischen Entwickelung, über welche ich daher, da sie dem Physiker meist nicht so genau bekannt ist, einige Bemerkungen hinzufügen will.

Marconi fing seine Versuche 1896 und 97 an mit einem Righi-Sender, freistehend, klar definiert. Er verwendete darauf einen Hertzschen Oszillator, zwei Platten in gleicher Höhe und in kleinem Abstande, von denen kurze Drähte zur Funkenstrecke führten. Die Ladung erfolgte (wie beim Righi-Oszillator) durch zwei den Platten gegenüberstehende Funkenstrecken. Er verliess diese Anordnung wieder, kehrte zum Righi-Radiator zurück und setzte ihn in die Brennlinie eines Cylinderspiegels. Er kam damit auf etwas über 2 Kilometer Übertragungsweite. Dies genügte ihm nicht, und er suchte, unter Aufgabe des Vorteils orientierter Depeschensendung, nach grösseren Übertragungsweiten. Diese fand er in den beiden Mitteln: a) vertikaler langer Senderdraht, angeschlossen an die eine Ladekugel des Righi-Oszillators; b) Erdung der anderen Zuführungskugel. Stillschweigend nahmen alle, welche Marconische Versuche wiederholten, an, dies sei die von ihm als die günstigste Schaltung ausprobierte; man hielt daher die von ihm angegebenen Anord-

1) Vgl. u. a. F. Braun, E. T. Z. **22**, 258, 1901.

nungen und Dimensionen immer ein, alle Experimentatoren gaben die Dimensionen der Righi-Kugeln an (Preece, E. T. Z. 1897, S. 431; Marconi ibid. S. 681; Strecker E. T. Z. 1898 S. 845; Slaby, Funkentelegraphie, 1. Aufl. S. 24), es wurde sogar besonders darauf hingewiesen, dass die Grösse der Funkenlänge zwischen diesen sehr wesentlich sei, während es auf die Länge der Zuführungsfunken nicht ankomme; man unterschied — wie es auch heute noch vielfach geschieht — zwischen dem Oszillator, als dem Wellenerreger und dem Radiator, als dem Ausstrahler. Die Dimensionen des ersteren hielt man strenge ein, die Länge des letzteren änderte man ganz nach Bedarf und Belieben.

Aus der damit stillschweigend gemachten Annahme, dass die kurzen Righi-Wellen vom Drahte ausgestrahlt würden und die wirkenden seien, entstanden freilich Schwierigkeiten. Wie sollte man sich die mit der Länge der Senderdrähte zunehmende Übertragungsweite erklären? Diese Thatsache sprach gegen die Annahme so kurzer Wellen; dafür sprach wieder, dass nach vielfachen Angaben schon Hindernisse von geringer Ausdehnung oder kleiner Leitfähigkeit (wie Segel, Rauchwolken) die Wirkung sehr stark schwächten oder vernichteten. (Die Wellen, wie sie dem benutzten Righi-Oszillator entsprachen, würden etwa ebenso lang sein wie die Schallwellen von ut_5, also etwa die der höchsten Sopranstimme.) Man nahm zur Erklärung die Wirkung der Erde als Überträgerin zu Hilfe und so sagte Lodge[1]) (nachdem er Marconische Versuche mit einerseits langen und andrerseits geerdeten Radiatoren besprochen hatte): die Hertzschen Wellen schreiten nur geradlinig fort, wenn man also trotz zwischenliegender Bodenerhöhungen Funkentelegraphie erfolgreich angewendet hat, so ist das den Erdströmen zuzuschreiben, die gleichzeitig auftreten und den Fritter beeinflussten (er giebt an einer anderen Stelle die Wellen, mit denen Marconi arbeite, zu etwa 4 Fuss an). In den Beobachtungen von Marconi, welcher gefunden hatte, dass man bei kleineren Entfernungen Signale aufnehmen kann, indem man einfach die beiden Fritterpole mit zwei verschiedenen Punkten der Erde verband, schien diese Auffassung eine Bestätigung zu finden.[2])

Ascoli[3]) wies allerdings schon 1897 darauf hin[4]), dass Marconi wahrscheinlich gar nicht mit den Righi-Wellen arbeite. Er rechnete aus, dass er eine Wellenlänge habe etwa gleich der vierfachen Senderlänge. Seine Rechnung bewies aber nicht seine, wie sich später zeigte, ganz richtige Vermutung. Er setzte nämlich zwei gleichlange, in zwei durch die Funkenstrecke getrennte, Kugeln endende Drähte voraus; berechnete die statische Kapazität, desgleichen die Selbstinduktion des Systems und daraus nach der Thomsonschen Formel (für den Flaschenkreis) die Schwingungsdauer der Grundschwingung. Zunächst aber war gerade die Frage, ob diese bei der von Marconi gewählten komplizierten Anordnung entstehe und die wirksame sei.

Den Righi-Oszillator, den Ascoli aus der Rechnung wegliess, fand später Marconi auch für den Versuch unnötig; er verwendete 1899 nur noch zwei kleinere Funkenkugeln; er fand dies sogar günstiger. Er acceptierte jetzt[1]) auch die Anschauung Ascolis, und Fleming wies[2]) in seinem Vortrage vom Herbst 1899 (auf der British Association in Dover) auf die very long waves (etwa 150 m) employed by Mr. Marconi hin und erklärte daraus, dass diese Wellen die Kreidehügel von Dover in der Richtung nach der französischen Küste hin überschreiten konnten.

Ende Oktober 1898 erschien die Arbeit von Abraham[3]), welcher die möglichen Schwingungen des Marconi-Senders auf strenger Basis behandelte. Er liess den Righi-Oszillator gleichfalls aus der Anordnung weg und ersetzte für die Rechnung den Draht durch ein lang gestrecktes Ellipsoid. Er kam dann zu Schwingungen ganz ähnlich denen, welche eine Orgelpfeife geben kann.

Es war für den Physiker unzweifelhaft ungewohnt, den langen dünnen Draht einfach als Hertzschen Erreger aufzufassen, hatte doch Hertz selber bei seinen Spiegelversuchen grössere Kapazität durch Verwendung dicker Stäbe herbeizuführen gesucht. Ferner hatte der Righi-Oszillator die Bedingungen unnötig kompliziert; denn dass seine Wellen vorhanden seien in den Schwingungen, konnte nicht zweifelhaft sein und wurde später auch direkt nachgewiesen[4]); dies war elektrisch schon bekannt, z. B. aus der Anordnung des Hertzschen Wellenerregers für seine Spiegelversuche; ebenso wird man akustisch nicht daran zweifeln, dass man beim Anblasen eines sehr langen Rohres nicht nur dessen Grundton bekommt oder dass man durch Anstreichen eines langen dünnen Stahlstäbchens mit einem Violinbogen dasselbe zu intensivem Tönen in sehr hohen Oberschwingungen anregen kann.

Diese Möglichkeit des Vorhandenseins von

1) Lodge, E. T. Z. 29. Dez. 1898, S. 877.
2) Vgl. auch Turpain, Ondes électriques; aus der bis 1900 berücksichtigten Litteratur weiss er noch keine befriedigende Erklärung der Antennen anzuführen.
3) Elettricista, VI, 1897, No. 8. Beibl. **22**, 610, 1898.
4) Vgl. auch J. J. Thomson, Recent researches, Oxford, 1893. S. 289 ff.

1) Electrician, **42**, 759, 16. März 1899.
2) Electrician, **43**, 767 u. 768, 1899.
3) Abraham, Wied. Ann. **66**, 435, 1898.
4) Lindemann, Ann. d. Phys. **2**, 376, 1900.

kurzwelligen Schwingungen war allerdings bei meinen Versuchen ausgeschlossen und insofern meine Annahme gerechtfertigt, dass ich mit (gegenüber Hertzschen oder Righi-Wellen) unzweifelhaft langen Wellen zu thun hatte.

Dass aber auch ein in Unterabteilungen schwingendes lineares elektrisches System, wenigstens für gewisse Raumgebiete, auf grosse Entfernungen noch eine Wirkung hat, folgt aus der Abrahamschen Untersuchung. Eine Energieausstrahlung in der praktisch vorzugsweise in Betracht kommenden Äquatorebene findet z. B. statt, wenn es mit einer ungeraden Anzahl von Knoten schwingt.

II. Versuche über eine Art gerichteter Telegraphie.

Der Zweck der folgenden Versuche war nicht, was das Wünschenswerteste wäre, den Energiestrom nach einer einzigen Richtung hin zu leiten. Sie geben nur einen sehr rohen Ersatz für einige Vorteile, welche die Lösung der eigentlichen Aufgabe bieten würde.

a) Während des Winters 1899 hat Herr Dr. Zenneck in Cuxhaven Versuche gemacht, die Geberwirkungen nach einer Richtung „abzuschirmen" in der folgenden einfachen Weise. In der Nähe des Senderdrahtes *A* (einige Meter davon entfernt) befand sich ein davon isolierter zweiter, dem Sender ungefähr gleichlanger Draht *B*. War letzterer von Erde isoliert, so kamen die Zeichen nach einer in der ungefähren Richtung *AB* gelegenen (etwa 10 km entfernten) Station an. Wurde dagegen *B* unten geerdet, so blieben die Zeichen aus. Nach der entgegengesetzten Richtung kamen sie, was daraus geschlossen wurde, dass wenn *A* und *B* miteinander vertauscht waren, die Station ihre Zeichen erhielt, gleichgültig, ob der schirmende Draht isoliert war oder unten an Erde lag.

b) Bei Versuchen, welche mit Unterstützung der Kgl. preussischen Luftschifferabteilung hier im Sommer 1902 angestellt wurden, war die Forderung gestellt, mit möglichst geringer Empfängerhöhe auszukommen. Dies führte zu dem folgenden Ergebnis: Auf dem schwach geneigten Terrain war in der Vertikalebene, welche nach dem Sender hin zeigte, schräg (mit einer Neigung von ca. 5 m auf 60 m) ein geradliniger Empfangsdraht ausgespannt (Fig. 1), welcher sich jenseits des Resonanzflaschenkreises entweder ebenso oder in der Köpselschen Anordnung, als ein kurzer Draht mit angehängter Endkapazität fortsetzte. Sieht man von Störungen ab, welche die Welle durch den dem Drahte benachbarten Boden erfährt, denkt sich also die ganze Anordnung frei im Raume, so kann man den Vorgang

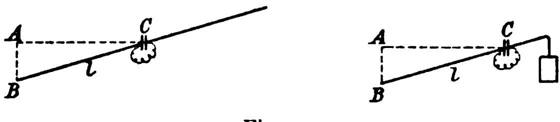


Fig. 1.

folgendermassen auffassen. Vom ankommenden Wellenzug wird nur ein der Vertikalkomponente *AB* entsprechender Teil ausgenutzt und nur eine dementsprechend geringe elektromotorische Kraft im Drahte induziert. Solange man aber — praktisch — die Horizontalprojektion mit der Länge *BC* des Empfängers identifizieren darf (und das ist bei den wenig scharfen Resonanzen in geraden Drähten genügend gestattet), solange wird die längs des Drahtes fortschreitende elektrische Kraft mit der über sie wegschreitenden Luftwelle überall gleichphasig sein und daher Resonanz eintreten.

Man muss daher erwarten: a) dass hier — schärfer als bei vertikalem Empfängerdraht, wo alle induzierten Kräfte je einander immer ganz gleichwertig sind — die Länge des Drahtes zur Wellenlänge im richtigen Verhältnis stehen muss; b) dass eine Verlegung des Drahtes speziell aus der Ebene heraus, welche den Senderdraht aufnimmt, die Zeichen schwächt, weil hier gleichzeitig die induzierte Komponente verkleinert und das Verhältnis der Weglänge der Luftwelle zu der im Drahte fortschreitenden verändert wird.

Die Beobachtungen bestätigen die Schlüsse. Es zeigte sich: 1. man kann bei richtiger Orientierung mit kleinen Empfängerhöhen (z. B. 5 m statt 15 bis 20 m vertikaler Empfängerhöhe) gut aufnehmen; 2. die richtige Länge des Empfängerdrahtes macht sich viel stärker geltend als bei vertikaler Anordnung, wo die Lage des Resonanzflaschenkreises im Empfängerdraht bezw. Ein- und Ausschalten horizontaler Drahtlängen nur eine untergeordnete Rolle spielt; 3. ist man schon in der Nähe des sicheren Ansprechens, so genügen Verdrehungen um $+10^0$ des Empfängers aus der Senderebene heraus, die Zeichen zum Verschwinden zu bringen; ist man weiter davon entfernt, so sind allerdings Drehungen bis zu etwa 45^0 erforderlich.

c) Eine andere Art orientierten Empfängers wurde 1901 mit dem leider zu früh verstorbenen Hauptmann von Sigsfeld ausprobiert. Versuche hatten zufällig darauf geführt. Sie besteht darin, dass zwei Drähte von je $\lambda/4$ vertikal aufsteigen und durch einen Horizontaldraht von $\lambda/2$ verbunden sind. In der Mitte des Horizontaldrahtes war der Kohärer.[1]) Lag die Ebene der beiden Vertikaldrähte in der

1) Es wurde nicht mit Resonanzflaschenkreis im Empfänger gearbeitet; die Anordnung stellt gewissermassen zwei

Fortpflanzungsrichtung der Welle, so waren die Zeichen stark da; wurde die Ebene um 90^0 gedreht, so blieben die Zeichen aus; es genügten aber, wie mir Sigsfeld als Resultat später von ihm allein fortgesetzter Versuche mitteilte, schon Drehungen von etwa $+ 10^0$, um sie wieder auftreten zu lassen.

Sigsfeld erzählte mir gelegentlich dieser Versuche, dass er aus Vergleichungen mit den magnetischen Beobachtungen in Potsdam sicher konstatiert habe, dass häufig sonst nicht erklärliche luftelektrische Störungen mit magnetischen Variationen zusammenfielen. Ich habe ihm meine Zweifel an der Sicherheit der Beobachtungen nicht verhehlt. Sigsfeld, welcher ein guter und nichtsanguinischer Beobachter war, glaubte aber dieser Koinzidenzen sicher zu sein und hatte die Hoffnung, mittels der beschriebenen Anordnung die Richtung, in welcher solche elektrische Wellen — Sigsfeld dachte an solare Störungen — kommen, festlegen zu können.[1])

Ein akustisches Analogon zu diesem orientierten Empfänger bietet der folgende Versuch (Fig. 2). Bei A befinde sich eine Schallquelle

Fig. 2.

(etwa Stimmgabel auf Resonanzkasten). Von einem beiderseits offenen Papprohr (ca. 3 cm weit) von $\frac{\lambda}{2}$ Länge führt bei E ein Schlauch zum Ohre. Liegt CD senkrecht zur Richtung der Schallstrahlen, so ist der Ton sehr stark zu hören, er verschwindet, wenn das Rohr in die Richtung der Schallstrahlen gedreht wird. Diesen Versuch machte ich vor etwa $1\frac{1}{2}$ Jahren, in der Absicht, damit ein einfaches Mittel zu erhalten, um die Richtung festzustellen, aus welcher Schall kommt und daraus event. bei Nebel die Orientierung eines Schiffes gegen ein anderes zu erfahren. Die Einstellung schien mir scharf genug, um wenigstens eine praktische Probe damit für lohnend zu halten.

Wie ich mich nachher überzeugte, ist wesentlich derselbe Gedanke für den gleichen Zweck schon von Hardy[1]) benutzt worden. Er stellt zwei Schalltrichter (cornets acoustiques) in einem Abstand von $\frac{\lambda}{2}$ auf, führt von beiden gleichlange Kautschukschläuche zu einem Rezipienten und von da aus wieder je einen Schlauch zu Kappen, welche die Ohren vollständig verdecken. Wenn ich recht verstehe, verzichtet er dabei auf den — nach meinen Beobachtungen zu schliessen, sehr erheblichen — Vorteil der Resonanz; vielleicht ist aber seine kompliziertere Form schon aus praktischen Versuchen als eine trotz mangelnder Resonanz günstigere entstanden.

Statt seiner Hörner lassen sich Resonatoren verwenden; man bestimmt aber den Schallstrahl nur dann, wenn ihr Abstand von vornherein auf $\frac{\lambda}{2}$ eingestellt ist; denn die Resonatoröffnungen lassen sich natürlich, ohne Änderung der Erscheinung, auf Wellenebenen verschieben. Insofern haben — teleskopartig verlängerbare — Röhren (nach Fig. 2) manche Vorteile.

Slabysche Empfänger dar; wenn ich mich nicht täusche, hat auch Slaby schon zur Erhöhung der Empfängerwirkung zwei vertikale Empfänger, nahe bei einander, vorgeschlagen und ist von ihnen mit Spulen von geeigneter Länge zum Kohärer gegangen. Vorschläge zu gerichteter Telegraphie auf gleicher Grundlage wie die oben angegebene sind auch von Köpsel und Brown gemacht worden. Ich bin augenblicklich nicht in der Lage, die zeitliche Folge der verschiedenen Vorschläge und Versuche festzustellen.

1) Ich benutze diese Gelegenheit zu einer nachträglichen Prioritätsfeststellung. Auf der Hamburger Naturforscherversammlung 1901 (Diese Zeitschr. **3**, 145, 1902) habe ich mehrere Versuche angegeben, welche beweisen, dass auf einem mit einem Flaschenkreis verbundenen frei endenden Drahte die Wellen erst allmählich, also durch Resonanz, anwachsen. Der durch Fig. 5 l. c. dargestellte Beweis rührt von Sigsfeld, dessen Namen ich damals zu erwähnen vergass und was ich hier nachholen möchte. Ich sagte damals nur: „Der Beweis lässt sich in sehr eleganter Weise folgendermassen führen" und setzte hinzu: „ich darf das Epitheton ‚elegant' gebrauchen, da der Beweis nicht von mir herrührt".

1) Hardy, Compt. rend. **123**, 220, 1896.

Strassburg i. E., 12. März 1903.

(Eingegangen 16. März 1903.)

Über die Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung zur drahtlosen Telegraphie.

Von H. Th. Simon und M. Reich.

1. Die Entwickelung des Problems der drahtlosen Telegraphie von den physikalischen Grundlagen aus zu ihrem jetzigen hoffnungsvollen Stadium hat sich in drei Etappen vollzogen.

Die erste knüpft sich an die von Marconi eingeführte Anwendung des vertikalen Sendedrahtes D, der mit der einen Kugel eines Righischen Radiators R verbunden ist, während die andere zur Erde abgeleitet wird (Figur 1):

Wie die theoretische Überlegung nahe legt[1]),

1) M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435, 1898; Ann. d. Physik **2**, 32, 1900; diese Zeitschrift **2**, 329, 1901.



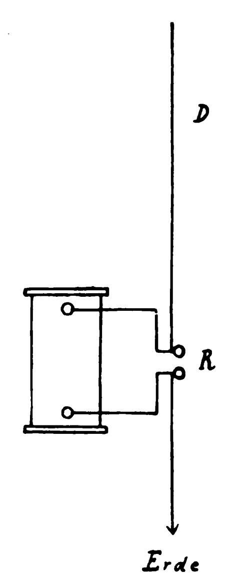


Fig. 1.

und durch Untersuchungen Slabys[1]) und anderer gezeigt ist, erregt die Entladung zwischen den Kugeln in dem Drahte eine stehende Welle derart, dass der Draht $^1/_4$ Wellenlänge darstellt, zu der die Erdung, gleichsam durch Spiegelung, das zugehörige andere Viertel ergänzt[2]): Verhältnisse, bei denen unter sonst gleichen Umständen grade ein Maximum von Strahlungsenergie überhaupt, wie insbesondere in der zum Drahte senkrechten Nutzungsebene in den Äther entsendet wird. Wegen der kleinen Energiekapazität und daher starken Dämpfung ist mit dieser Anordnung von Resonanzverwertung zwischen Sender und Empfänger, also von syntonischer Telegraphie, nicht viel zu erwarten, obschon es Slaby[3]) gelang, wenigstens mit zweierlei Wellensystemen sehr verschiedener Periode gleichzeitig störungsfreie Zeichen zu übermitteln.

Dann leitete Braun[4]) die zweite Etappe ein durch seinen Sender, der nach dem akustischen Analogon der auf einen Resonanzkasten befestigten Stimmgabel grosse Energiekapazität und daher schwache Dämpfung mit starker Ausstrahlung verbindet: (Fig. 2) ein geschlossener Schwingungskreis LC von grosser Kapazität C, gekoppelt mit einem vertikalen, auf den Schwingungskreis so abgestimmten Senderdraht D, dass dieser eine stehende Viertelwelle aufnimmt.[5])

1) Slaby, Elektrotechn. Zeitsch. **22**, 38, 1901; **23**, 165, 254, 1902. Die Funkentelegraphie, II. Auflage. Berlin 1901.

2) Eine andere, geistreiche Auffassung des Prinzips der Erdung vgl. E. Lecher, Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel, diese Zeitschr. **4**, 320, 1903.

3) Slaby, Elektrotechn. Zeitschr. **22**, 38, 1901.

4) F. Braun, Diese Zeitschrift **2**, 373, 1901; **3**, 143, 1902.

5) F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft, Leipzig 1901.

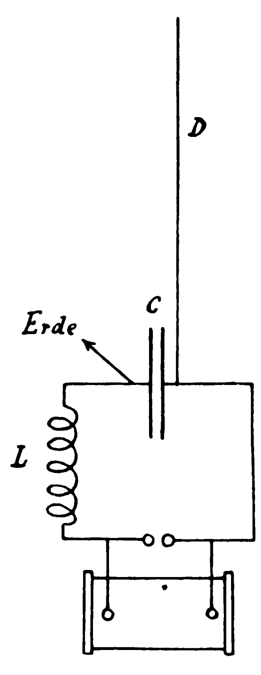


Fig. 2.

Je nachdem man die Koppelung inniger oder weniger innig gestaltet, erhält man, wie M. Wien[1]) gezeigt hat, ein System, welches vom Strahlungsdrahte entweder Wellen von sehr hoher, durch Resonanz gestauter Potentialamplitude aber starker Dämpfung, oder Wellen kleinerer aber schwach abklingender Amplitude ausgehen lässt. Die ersteren, welche explosionsartig (analog der Schallwelle eines Kanonenschusses) grosse Energie in den Raum tragen, sind für Überbrückung grosser Entfernungen unter Verzicht auf Syntonisation geeignet; die letzteren (analog einem Stimmgabelton) besitzen wesentlich gesteigerte Resonanzfähigkeit bei geringerer Tragweite.

Die dritte Etappe erscheint mit Marconis, aus Rutherfords[2]) Untersuchungen hervorgegangenem, magnetischem Detektor eingeleitet, der den in keiner Weise definierten Kohärer durch einen elektrisch wohldefinierten Wellenentdecker gleicher oder gar noch höherer Empfindlichkeit ersetzt: ein Bündel hartgezogenen Eisendrahtes wird einer langsamen zyklischen Magnetisierung unterworfen; sobald eine elektrische Welle um das Bündel geleitet wird, erleidet die Magnetisierung des Eisens, namentlich in den steilsten Ästen der Magnetisierungskurve, eine sprungweise Verminderung und veranlasst in einer benachbarten Drahtspule Induktionsstösse, die z. B. in einem Telephon ein Knacken verursachen.

1) M. Wien, Ann. der Phys. **8**, 686, 1902.

2) E. Rutherford, Phil. Trans. (A), **189**, 1, 1897; Marconi, Electrician, Juli 18, 1902.

2. So bemerkenswert nun auch die Erfolge sind, die Dank der zähen Arbeit der Konkurrenten durch die geschilderten Mittel erzielt sind, so wird man doch immer wieder zu der Überzeugung gedrängt, dass sie ausser Vergleich stehen mit dem, was eine volle Verwertung des Resonanzprinzips erzielen lassen müsste. Das gilt sowohl für die Weite der Übertragung, wie namentlich auch für die Schärfe der Abstimmbarkeit, die für die praktische Verwertung wohl noch schwerer ins Gewicht fällt.

Denn alle bisherigen Sender sind weit davon entfernt, eine scharfer Resonanz fähige Strahlung zu liefern, weil sie doch immer nur von relativ langen Pausen unterbrochene Züge gedämpfter Wellen entsenden.

Von der Möglichkeit, ungedämpfte Wellen, d. h. hochfrequente Wechselströme zu erzeugen, ist also der weitere Fortschritt prinzipieller Art zu erwarten.

Sie würde nicht nur die jetzige drahtlose Telegraphie auf eine weit vollkommenere Stufe bringen, sondern auch, wie hier nicht weiter ausgeführt werden soll, die Lösung des bisher noch nicht versuchten Problems der drahtlosen Telephonie mit Hilfe Hertzscher Wellen in prinzipiell einfacher Weise gestatten.

Auf die Bedeutung, die die Erzeugungsmöglichkeit hochfrequenter Wechselströme, d. h. dauernder und ungedämpfter elektrischer Schwingungen, für die wissenschaftliche Durchforschung des Gebietes der Ätherphysik haben müsste, braucht kaum besonders hingewiesen zu werden.

3. Von diesen Erwägungen geleitet, haben wir seit längerer Zeit unsere Aufmerksamkeit auf das Problem der Erzeugung solcher Schwingungen gerichtet und schon auf der Hamburger Naturforscherversammlung einige Bestrebungen mitgeteilt, das angedeutete Ziel zu erreichen.[1])

Namentlich haben wir dort ausführlich auf die prinzipielle Bedeutung des Duddellschen singenden Flammenbogens für die vorliegende Frage hingewiesen.

Dieses Duddellsche Phänomen besteht kurz in folgendem (Fig. 3).

Zweigt man an den beiden Elektroden eines Gleichstromflammenbogens einen Stromzweig ab, der eine Drahtspule aus dickem Drahte (Selbstinduktion) L und einen Kondensator C enthält, so entstehen in diesem Zweige bei bestimmten Betriebsbedingungen des Flammenbogens dauernde Wechselströme von nahe

1) H. Th. Simon und M. Reich, Diese Zeitschr. **3**, 278, 1902.

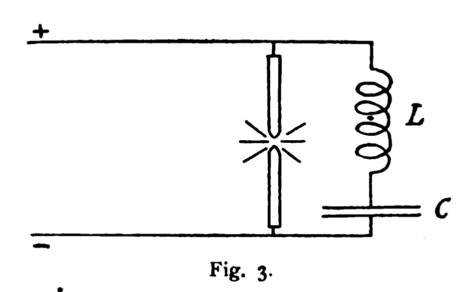


Fig. 3.

sinusförmigem Verlauf und einer Grundperiode $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Man erkennt das Auftreten dieser Wechselströme an dem Tone, den sie nach dem Prinzipe des „tönenden Flammenbogens" in dem Lichtbogen erzeugen.[1])

Also: Selbstthätige Umwandlung eines Gleichstromes in elektrische Schwingungen, ermöglicht durch eine eigentümliche Eigenschaft eines vom Strome durchflossenen Gases, ist das Kennzeichen des Duddellschen Versuches.

Die ganze Anordnung wirkt, wie wir schon früher betonten, analog einer von einem stetigen Luftstrome angeblasenen Orgelpfeife; die Luftlamelle, die dauernd gegen das Labium der Pfeife strömt, hat dieselbe Funktion wie der Flammenbogen; sie leitet, und zwar im Rhythmus der Eigentöne der Pfeife, die Strömung bald in die Pfeife, bald daran vorbei. Die Trägheit der in der Orgelpfeife abgeschlossenen Luftmasse entspricht der Selbstinduktion, die Elastizität dieser Luftmasse der Kapazität.

4. Das Auftreten dieser Erscheinung ist, wie Duddell und andere gezeigt haben, daran geknüpft, dass $\frac{dE}{dJ}$ für den Flammenbogenkreis negativ ist, d. h. dass sich der Flammenbogen in einem fallenden Aste seiner „Charakteristik" befindet.[2]) Leider lässt sich die Schwingungszahl n nicht über etwa 20000 pro Sekunde steigern. Wir glaubten aber von ihr aus zu einem Prinzipe gelangen zu können, das uns in Bezug auf die Frequenz weniger Beschränkungen zu unterliegen schien, nach folgender Überlegung:

Ein Flammenbogen besitzt seine Leitfähigkeit nur so lange, als die die Elektroden trennende Strecke durch den Strom mit Elektrodendampf erfüllt und leitend (ionisiert) gehalten wird. Dazu ist, wenn der Flammenbogen einmal eingeleitet ist, eine im allgemeinen kleine Spannung von der Grössenordnung 50 Volt ausreichend. Hört die Spannung an den Elektroden auf zu wirken, so stellt sich, namentlich bei Metallen, ausserordentlich rasch der Zustand der Nichtleitung her, und es muss eine sehr hohe, die gewöhnliche Brennspannung weit über-

1) W. Duddell, Electrician **46**, 269 u. 310, 1900; vgl. diese Zeitschr. **2**, 425—27 u. 440—42, 1901.
2) H. Th. Simon und M. Reich, l. c.

steigende Spannung von vielen Tausend Volt angelegt werden (dieselbe, die man als das Funkenpotential bezeichnet), um den Flammenbogen aufs Neue einzuleiten. Diese Eigenschaft der metallischen Funkenstrecken ist es z. B. auch, die einen Wechselstromflammenbogen mit niedriger Wechselspannung von kleiner Frequenz zu unterhalten, unmöglich macht.[1])

Es sei nun (Figur 4) A eine Gleichstromquelle von einer solchen Spannung, dass sie das Funkenpotential bei der Funkenstrecke B erreicht. Der Funkenstrecke B sei ein aus

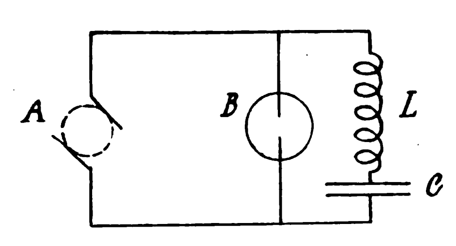


Fig. 4.

Selbstinduktion L und Kapazität C bestehendes System parallel geschaltet. Legt man die Spannung A an B, so wird sich zunächst C zum Potential A laden, dann wird der Flammenbogen bei B einsetzen und nunmehr die Kapazität C sich durch LB oszillatorisch entladen. In der ersten Entladungsperiode unterstützt also die Spannung von C die von A, in der nächsten, beim Zurückströmen, wirkt sie ihr entgegen und kompensiert sie am Ende dieser Periode für einen Moment überhaupt. Dieser Moment genügt unter Umständen, die Leitfähigkeit der Funkenstrecke zum Verschwinden kommen zu lassen, und nunmehr wiederholt sich das Spiel von neuem. Das System LC ist von einem entsprechenden Hochfrequenzstrome der Grundperiode $T = 2\pi\sqrt{LC}$ dauernd durchflossen.

War das Duddellsche Phänomen die elektrische Analogie zu der angeblasenen Lippenpfeife, so kann dieses ersichtlich als die Analogie zu der Zungenpfeife bezeichnet werden.

Bis zu wie hohen Schwingungszahlen man das Phänomen erhalten kann, lässt sich nur durch den Versuch entscheiden.

5. Seit längerer Zeit sind wir beschäftigt, das nach dieser Überlegung zu erwartende Phänomen zu verwirklichen.

Bei Gelegenheit solcher mit einer Quecksilberlampe im Herbst vorigen Jahres angestellten Versuche, denen Herr Dr. v. Recklinghausen beiwohnte, teilte uns derselbe mit, dass Herr Hewitt an seiner Quecksilberlampe eine „Unterbrecherwirkung" beobachtet habe, wenn er sie mit hochgespanntem Wechselstrom betrieb und ihr eine Kapazität parallel schaltete.

Neuerdings[1]) ist ein Bericht über diese interessante und wichtige Beobachtung erschienen, aus dem wir ersehen, dass es sich bei derselben um eine mit der von uns gesuchten engverwandte Erscheinung handelt. Die Wiederholung und Erweiterung der von Herrn Hewitt mitgeteilten Versuche hat uns im Zusammenhange mit unseren älteren Versuchen zu einer theoretischen Aufklärung der vorliegenden Fragen und einer Reihe von praktischen Folgerungen geführt, die uns für das Problem der rationellen Erzeugung elektrischer Schwingungen von grundlegender Bedeutung zu sein scheinen, durch die uns das oben angedeutete Ziel der Erzeugung hochfrequenter Wechselströme prinzipiell erreicht zu sein scheint.

6. Unsere Versuche wurden zunächst mit Hilfe einer im hiesigen Institute befindlichen Gleichstrommaschine von 3000 Volt und 0,5 Amp. Stromstärke in folgender Weise angestellt: Der geeignetste metallische Flammenbogen bot sich in der Aronsschen Quecksilberlampe, dessen Leitfähigkeit ausserordentlich schnell verschwindet, sobald die Elektrodenspannung unter ein gewisses Mass sinkt, während andererseits das Entladungspotential sehr beträchtliche Werte hat. Durch Anfügung einer Kühlkammer, d. h. eines an die Lampe angesetzten Kugelgefässes mit grosser Kondensationsoberfläche, welches den Gasdruck in der Röhre dauernd auf einen von Stromstärke und Aussentemperatur abhängigen Wert einreguliert, hat Herr Hewitt[2]) die Aronssche Lampe in sehr glücklicher Weise verbessert und zu einem Apparate von grosser Betriebssicherheit gemacht. Wir benutzten meist die in Figur 5

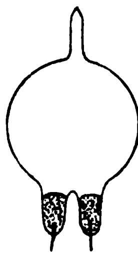


Fig. 5.

angegebene Lampenform. Die Kugel hatte einen Durchmesser von etwa 15 cm.

Diese Röhre, oder auch eine Aronslampe ohne Kühlkammer mit Wasserkühlung wurde mit der 3000 Voltmaschine verbunden und ihr parallel ein aus einer Leidener Flasche und

1) L. Arons, Wied. Ann. **57**, 185, 1896.

1) Electrical Review (New York) **42**, Nr. 8, 21. Febr. 1903.

2) M. v. Recklinghausen, Elektrotechn. Zeitschrift, **23**, 492, 1902.

einer variablen Selbstinduktion aus dickem Kupferdrahte bestehendes System gelegt.

Da die 3000 Volt nicht ausreichten, die Lampe zu zünden, so musste durch Schütteln der Strom eingeleitet werden. Danach beobachteten wir immer für einige Sekunden an der Leidener Flasche die charakteristischen züngelnden Büschel, wie man sie z. B. von den Teslaversuchen kennt, die auf sehr schnelle Oszillationen in ihrem Kreise hindeuten.

Um das Auftreten der Oszillationen über allen Zweifel zu beweisen und über ihre Frequenz ein Urteil zu gewinnen, koppelten wir mit unserem Schwingungskreise eine Seibtsche Spule:[1]) Auf einen Holzcylinder von 4 cm Durchmesser und 200 cm Länge sind ca. 3000 Windungen eines 0,5 mm dicken seidenumsponnenen Drahtes aufgewickelt, dessen Gesamtlänge demnach ca. 400 m war. Wir regulierten nun die primäre Selbstinduktion unter Benutzung einer von einem Induktorium betriebenen Funkenstrecke so ein, dass die Seibtsche Spule eine stehende Viertelwelle aufnahm, was in der bekannten Weise durch Auftreten der Lichtbüschel erkannt wird. Als wir jetzt wieder die mit 3000 Volt gespeiste Quecksilberlampe an Stelle der Funkenstrecke einschalteten, erschienen heftige Büschelentladungen an der Spitze der Spule, solange der Flammenbogen ausgebildet war. Aus der Drahtlänge der Seibtschen Spule lässt sich eine Wellenlänge von etwa 1600 m schätzen, also eine Frequenz von der Grössenordnung 50000 pro sec. Wir konnten in dieser Weise unter Variation des Produktes LC Schwingungen bis zur Grössenordnung 10^6 pro sec. nachweisen.

Es gelang indes damals nicht, das Phänomen dauernd zu unterhalten; wie wir glaubten, weil die Maschinenspannung und -Leistung nicht ausreichte. Wie wir nachher zeigen werden, aus einem anderen Grunde. Versuche, die Erscheinung mit einer gewöhnlichen Funkenstrecke oder einer solchen in Öl zu erhalten, hatten damals keinen Erfolg.

Für die weitere Durchführung unseres Planes haben wir dann von Schuckert & Cie. Nürnberg, eine 20 P. S.-Maschine für 5000 Volt und 3 Ampère (Modell ZH 20) anfertigen lassen, mit der wir vor kurzem die Versuche wieder aufgenommen haben. Mit derselben erhielten wir wieder das frühere Phänomen, aber auch wieder nur für Sekunden, wenn wir genügenden Widerstand vor die Lampe schalteten und den Schwingungskreis parallel legten. Als wir die Lampe mit dem Parallelsystem ohne Widerstand an die Maschine anlegten und deren Spannung allmählich steigerten, erreichten wir zweimal die Zündung, indes trat das Schwingungsphänomen nicht auf, sondern die Lampe wirkte als Kurzschluss, die Sicherungen brannten durch. In alledem glaubten wir das von uns gesuchte Phänomen erblicken zu dürten, nur schien uns auch die Spannung von 5000 Volt noch nicht ausreichend zu sein, es dauernd zu unterhalten.

7. In diesem Stadium wurden wir mit den Versuchen des Herrn Hewitt bekannt. Dieselben unterscheiden sich von den beschriebenen durch Anwendung von hochgespanntem Wechselstrom, an Stelle des Gleichstroms. Wir haben die Versuche z. B. in folgender Weise wiederholt: Ein Klingelfusssches Induktorium von 40 cm Funkenlänge wurde mit einer Primärspulenschaltung von 648 Windungen aus einer Wechselstrommaschine von 180 Volt erregt. Mit der Sekundärspule war eine Quecksilberlampe und das parallel geschaltete Schwingungssystem verbunden. Alle möglichen Formen von Lampen erwiesen sich als geeignet, am meisten allerdings die symmetrischen mit grosser Kühlkugel. Meist wurden wieder zwei Seibtsche Spulen mit dem Schwingungskreise gekoppelt, um die Grössenordnung und Intensität der Schwingungen beobachten zu können. Wird das Induktorium mit etwa 6 Amp. primär erregt, und das Seibtsche System auf Resonanz einreguliert, so erscheinen an den Enden der Spulen mächtige Büschelbäume, die einen Raum von 40—50 cm Durchmesser erfüllen. Zwischen den Enden der Spulen lassen sich Funkenstränge bis zu 30 und mehr cm Länge erhalten. Die Schwingungszahl kann beliebig vergrössert werden. Auch eine ganz kleine Leidener Flasche, deren Belegungen einige cm^2 gross sind, liefert noch die Schwingungen.

8. Wir waren zunächst geneigt, anzunehmen, dass auch hier das von uns gesuchte Phänomen vorliege. Innerhalb der relativ langsamen Wechsel des Erregerwechselstromes konnte ja der oben skizzierte Vorgang sich genau so abspielen, wie bei Gleichstromerregung. Eine nähere Untersuchung hat ein ganz anderes Resultat gezeigt.

Zunächst versuchten wir, die Resonanzfähigkeit eines mit dem Hewittschen „Unterbrecher" erregten Braunschen Systems auf ein entsprechendes Empfangssystem zu prüfen, indem wir als Resonanzindikator ein Riess-Braunsches Thermometer[1]) in den Primärkreis des Empfangssystems einschalteten. Obschon die Resonanzwirkung recht kräftig auftrat, erwies sie sich doch lange nicht so ausgeprägt, als sie hätte sein müssen, wenn der Erreger ungedämpfte Wellenzüge ausgesandt hätte: Das schwachgedämpfte Empfangssystem ver-

1) G. Seibt, Diese Zeitschrift **4**, 99, 1902.

1) F. Braun, Die Funkentelegraphie, S. 64.

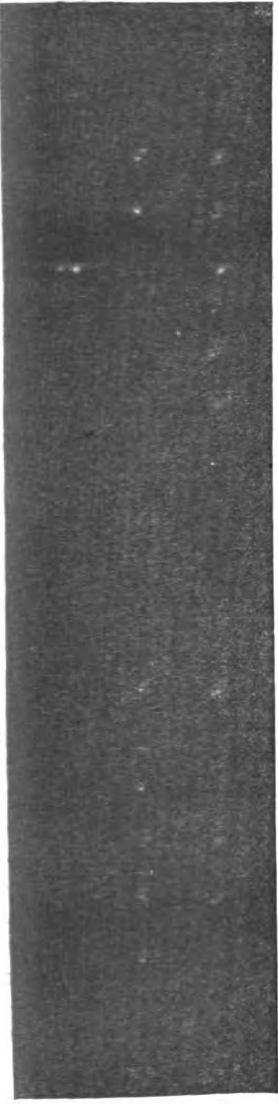


Fig. 6.

trug eine beträchtliche Verstimmung, ohne die Resonanz zu verlieren.

Wir haben dann das Bild der Lampenelektroden auf einen schnell bewegten photographischen Film geworfen, um den Vorgang des „Unterbrechens“ in der Quecksilberlampe zeitlich aufzulösen.

Ein derartiges in Fig. 6 wiedergegebenes Bild lässt erkennen, dass innerhalb jedes Wechsels der Wechselstrommaschine eine ganze Anzahl von „Zündungen“ der Lampe auftreten, die durch relativ lange Pausen unterbrochen sind, in denen die Lampe nicht brennt. Jede „Zündung“ zeigt auf jeder Elektrode den bei Gleichstrombetrieb für die Kathode charakteristischen hellleuchtenden Ansatzpunkt des Flammenbogens, ein Beweis, dass der Vorgang innerhalb jeder Zündung ein oszillatorischer ist, der sich freilich mit den verwendeten Filmgeschwindigkeiten nicht auseinanderlegen liess. Zum Vergleiche haben wir in derselben Weise die Funken aufgenommen, die beim Ersatz der Lampe durch eine Funkenstrecke das Schwingungssystem anregen (Fig. 7). Auch hier zeigt sich innerhalb jedes Wechsels eine ganze Schar von Zündungen, jede eine oszillatorische Entladung des Kondensatorsystems einleitend.

9. Aus diesen Versuchen geht hervor, dass wir es bei dem Hewittschen „Unterbrecher“ genau mit demselben Vorgang zu thun haben, der auch bisher zur Erregung von Schwingungen benutzt worden ist: Das Induktorium ladet die Leidener Flasche wegen seiner grossen Sekundärinduktanz relativ langsam, bis das Funkenpotential der Lampe, bezw. der Funkenstrecke erreicht ist. Alsdann erfolgt die gedämpfte oszillatorische Entladung der Flasche innerhalb einer gegen die Zeit des Aufladens sehr kurzen Epoche. Die Leitfähigkeit verschwindet, sobald die Spannungsamplitude unter einen gewissen Wert gekommen ist, und nunmehr beginnt der Vorgang von neuem. Die Quecksilberlampe stellt eine Vakuumfunkenstrecke dar; die Wellen, die mit ihrer Hilfe erregt werden, sind nach ihrem Charakter ganz identisch mit denjenigen, die man bisher mittels gewöhnlicher Funkenstrecken erhielt. Indessen bietet sie vor diesen ganz ausserordentliche praktische Vorteile, welche sich in den beschriebenen mächtigen Wirkungen am Braunschen Resonanzsystem bereits zu erkennen gaben.

10. Diese Vorteile sind vor allem eine Folge des sehr viel höheren Entladungspotentiales der Quecksilberlampe. Durch eine parallel geschaltete Funkenstrecke haben wir in Übereinstimmung mit den Angaben

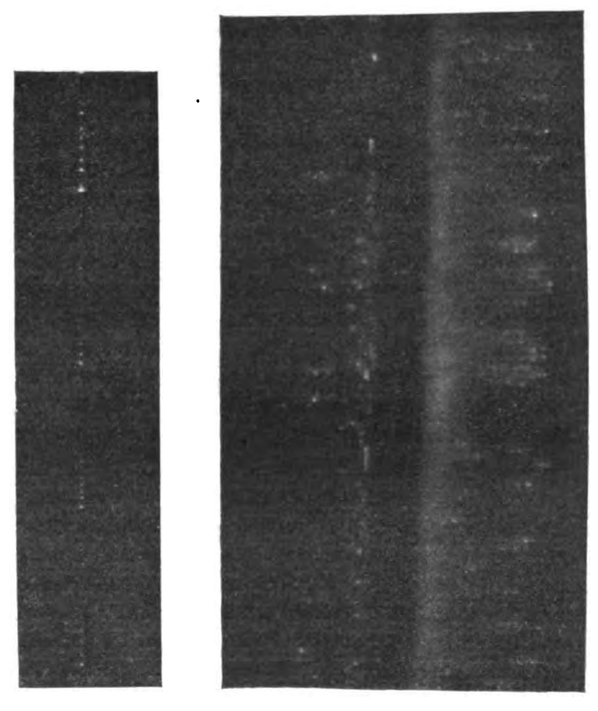


Fig. 7. Fig. 8.

Hewitts[1]) für die oben beschriebene Lampe ein Entladungspotential von 14000 Volt ermittelt. Eine andere Lampe, deren Vakuum sich im Laufe der Versuche mehr und mehr verbesserte, zeigte schliesslich ein Entladungspotential von über 50000 Volt, sodass sich bei den Versuchen die verwendete Leidener Flasche mit mächtigen Knallfunken über die 20 cm lange Glasbahn hinweg entlud. Im Gegensatz zu den gewöhnlichen Funkenstrecken gestattet die Quecksilberlampe die Steigerung des Entladungspotentiales ohne gleichzeitige Steigerung der Dämpfung der Schwingungen, sodass man wesentlich grössere Energiemengen in die Schwingungen hineingeben kann.

1) l. c.

Ferner ist die bei Funkenstrecken in Luft vorhandene Neigung zum „Inaktivwerden" der Bahn ausserordentlich verringert, eine Folge der erwähnten Eigenschaft leitender Metallgase, ihre Leitfähigkeit sehr viel schneller zu verlieren, wenn die erregende Ursache aufhört, als leitend gemachte Luft. Wir werden auf diesen Punkt noch zurückkommen.

Ob die Entladung in dem Quecksilberbogen an sich vielleicht doch mit geringerer Dämpfung erfolgt, als in gewöhnlichen Funkenstrecken, bleibt nachzuweisen. Unsere Resonanzversuche sprechen vorläufig nicht dafür.

11. Es ist ersichtlich, dass dieser Vorteil von Funkenstrecken im Vakuum nicht an Quecksilberfunkenstrecken allein gebunden sein kann. Jede metallische Funkenstrecke im Vakuum muss die gleichen, ev. noch grössere Vorteile aufweisen. In der That erhielten wir mit solchen Funkenstrecken, zum Beispiel mit Entladungsröhren, Röntgenröhren etc., ganz dieselben gesteigerten Wirkungen, sobald es uns gelang, die sehr hohen Entladungspotentialezu erreichen.

An sich wären solche Funkenstrecken wegen des höheren Entladungspotentials und der noch grösseren Geschwindigkeit des Nichtleidendwerdens der Quecksilberlampe sogar überlegen. Indes ist die Metallzerstäubung bei ihnen eine so lebhafte, dass die Röhre bald unbrauchbar wird. Von diesem Fehler, der sich vielleicht wird überwinden lassen, ist die Quecksilberlampe naturgemäss frei.

Das Entladungspotential solcher Funkenstrecken im Vakuum nimmt mit wachsendem Gasdrucke ab. Eine Quecksilberlampe arbeitet daher mit immer mehr abnehmender Intensität, wenn z. B. allmählich Luft eingelassen wird, oder wenn man das Quecksilber erwärmt. Stehen ihre Elektroden nahe genug, so lassen sich alle Übergänge von der Vakuumfunkenstrecke bis zur Funkenstrecke in Luft durchlaufen.

12. Diese Auffassung des Hewittschen Versuchs, zu der wir gelangt sind, wirft auch auf unsere in 6. beschriebenen Gleichstromversuche ein neues Licht. Auch eine Gleichstromquelle muss genau das gleiche Phänomen liefern, wenn man sie durch genügende Selbstinduktion an eine Leidener Flasche anlegt und der Flasche einen die Quecksilberlampe enthaltenden Entladungskreis parallel legt. Unsere oben geschilderten Versuche waren demnach möglicherweise nicht so zu deuten, wie es unsere eingangs erwähnte Überlegung wollte, sondern auch hier konnte langsames Aufladen der Flasche zum Entladungspotential und darauffolgende sehr schnelle oszillatorische Entladung angenommen werden.

Um darüber zu entscheiden, stellten wir eine Quecksilberlampe mit geringerem Vakuum her, sodass sie bei 5000—6000 Volt zündete. Mit dem Wechselstromtransformator zeigte sie das Hewittsche Phänomen. Nun benutzten wir unsere 5000 Voltmaschine als Stromquelle, indem wir die Sekundärspule des Induktoriums als Selbstinduktion in die Zuführung zu der Leidener Flasche einschalteten. Die Lampe erregte so in der That dauernd den Schwingungskreis, die Anzahl der Zündungen nahm, wie beim Wechselstrom, mit der Spannung der Maschine zu. Fig. 8 zeigt eine Photographie der Lampenelektroden auf dem bewegten Film. Auch eine Hochspannungsbatterie von 5000 Volt lieferte, wie zu erwarten, in dieser Weise die Schwingungen.

Wir ersetzten dann bei den Gleichspannungsversuchen die Lampe durch eine gewöhnliche Funkenstrecke. Im Momente der Zündung traten die Schwingungen sehr energisch auf, dann aber entwickelte sich ein kontinuierlicher Flammenbogen. Nur wenn die Aufladungszeiten, also die Pausen durch Vergrösserung der vorgeschalteten Selbstinduktion genügend vergrössert werden, kann man dauernd aktive Entladungen auch mit Gleichspannung unterhalten. Das Inaktivwerden von Funkenstrecken besteht demnach darin, dass die Pausen zwischen den Zündungen nicht gross genug sind, um die Leitfähigkeit zum Verschwinden kommen zu lassen.

13. Die Vorgänge lassen sich in einfacher Weise quantitativ diskutieren. Diese Diskussion giebt einmal unsere Versuchsresultate mit aller Strenge wieder, andererseits bringt sie für die Erreichung des Zieles, auf das unsere Bemühungen gerichtet sind, dauernd ungedämpfte Schwingungen zu erzeugen, exakte Gesichtspunkte bei.

Das Potential e zur Zeit t einer an eine Gleichspannungsquelle E im Momente 0 angeschlossenen Leidener Flasche ist durch die Differentialgleichung bestimmt

$$\frac{d^2 e}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{de}{dt} + \frac{e}{LC} = \frac{E}{L},$$

wo R der Widerstand, L die Selbstinduktion der Zuleitung, C die Kapazität der angehängten Leidener Flasche ist.

In unserem Falle ist:

$L = 1000$ Henry
$R = 12000$ Ohm
$C = 0{,}004 \cdot 10^{-6}$ Farad.

Es zeigt sich, dass $R^2 C < 4 L$, d. h. dass wir einen oszillatorischen Ladungsvorgang haben, wovon wir uns auch durch oszillographische Beobachtung direkt überzeugten.

Das Integral dieser Gleichung mit Berücksichtigung der Grenzbedingungen ist:

$$e = E - \frac{2E\sqrt{LC}}{\sqrt{4LC - R^2C^2}} \cdot \varepsilon^{-\frac{R}{2L}t} \cdot$$

$$sin\left\{\frac{\sqrt{4LC - R^2C^2}}{2LC} t + arctg \frac{\sqrt{4LC - R^2C^2}}{RC}\right\}.$$

(ε Exponentialfunktion).

Da R^2C^2 in unserem Falle gegen $4LC$ zu vernachlässigen ist, und die Phasenverschiebung so gut wie $\frac{\pi}{2}$ ist, ergiebt sich:

$$e = E\left\{1 - \varepsilon^{-\frac{R}{2L}t} cos \frac{t}{\sqrt{LC}}\right\}.$$

Für unseren Fall:

$$e = E(1 - \varepsilon^{-6t} cos\, 0{,}5 \,.\, 10^3\, t).$$

Fig. 9 giebt den Verlauf der berechneten und beobachteten Ladungskurve in ihrem ersten Teile für verschiedene E an. Zieht man eine Parallele zur Abszisse mit dem Werte V des Entladungspotentiales, so bestimmt dieselbe durch ihre Schnittpunkte mit den Kurven e die Aufladungszeiten, die jedesmal bis zu einer Zündung vergehen müssen. Im Falle unserer Versuche sind diese Zeiten von der Grössenordnung der Tausendstel Sekunde, wie sie sich auch aus unseren photographischen Aufnahmen ablesen lassen, bei denen die deutlich markierten Wechsel des Erregerstromes von $^1/_{100}$ Sek. die Zündungsperioden zu schätzen gestatten. (Vergl. Fig. 6.) Die mit Wechselstrom erhaltenen Aufnahmen bestätigen zugleich, dass man umsomehr Zündungen erhält, je höher man die Spannung E treibt. Zu den Zeiten, wo die Wechselspannung fällt oder steigt, zeigen unsere Photographien demgemäss sehr viel seltenere Zündungen. Mit der Gleichspannung ergiebt sich eine völlige Übereinstimmung der theoretischen und praktischen Zündungszeiten.

Die Schwingungszahl der nach der Zündung im Schwingungskreise ablaufenden gedämpften Oszillationen war etwa 10^5 bis 10^6 in der Sekunde. Die zahlreichen Untersuchungen solcher Schwingungen von Feddersen bis auf den heutigen Tag zeigen[1]), dass dieselben sehr schnell abklingen, namentlich wenn man ein Braunsches Strahlsystem damit bethätigt.[2]) Mit der Annahme von 10 ganzen Schwingungen als obere Grenze bis zum Abklingen auf ein Potential, bei dem die Leitfähigkeit des Flammenbogens nicht mehr bestehen kann, dürfte man schon recht hoch gegriffen haben. Somit würde sich dieser Entladungsvorgang innerhalb 10^{-4} bis 10^{-5} Sekunden längstens abspielen, Zeiten, die thatsächlich gegen die Ladungszeiten klein sind.

14. An der Hand dieser theoretischen Klarstellung dürfte es keine Schwierigkeit haben, die beschriebenen Vorgänge zur Konstruktion von Wellenerregern auszubilden, die geradezu unbegrenzte Mengen von Strahlungsenergie in Form von Zügen gedämpfter Wellen rationell in den Raum zu entsenden gestatten. Denn durch geeignete Wahl der Konstanten des Systems, sowie durch Vergrösserung der Betriebsspannung lassen sich die Pausen zwischen den Zündungen soweit verkürzen, dass sich schliesslich ein Wellenzug an den anderen reiht. Die Vakuumfunkenstrecke gestattet ausser der Steigerung des Entladungspotentials, im Gegensatze zu der Luftfunkenstrecke, die Pausen zwischen den Entladungen sehr klein zu machen.

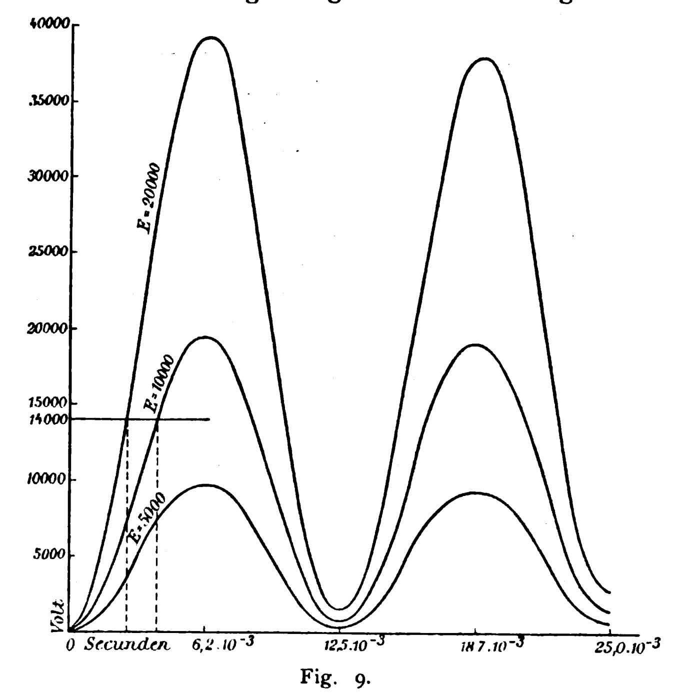


Fig. 9.

Dass dabei Gleichstromquellen hoher Spannung in jedem Falle wirksamer sein müssen, wie Wechselströme, sei besonders betont. Nur ein durch die historische Entwickelung veranlasster Mangel an klarbewusster Einsicht in den Vorgang der gewöhnlichen Wellenerzeugung konnte verhindern, dass man nicht schon längst zur Gleichspannungserregung übergegangen ist.

Da die Ladung der Kapazität periodisch erfolgt und dadurch im ersten Aste der Ladungskurve sogar fast die doppelte Erregerspannung erreicht wird, so braucht nicht einmal unter allen Umständen die stationäre Spannung der Maschine das Entladungspotential zu erreichen.

Dass es freilich gewaltige Maschinen sein

1) Vergl. z. B. A. Battelli und L. Magri, diese Zeitschr. 4, 181, 1903.

2) Vergl. M. Wien l. c.

müssen, die hier notwendig sind, lässt sich leicht überschlagen. M. Wien[1]) hat schon für die Leistung, die durch die Strahlung einer Entladung eines in der alten Weise erregten Braunschen enggekoppelten Systems repräsentiert wird, 1955 P. S. geschätzt. Je mehr man durch Abkürzung der Zündungszeiten zu einer kontinuierlichen Aufeinanderfolge der Wellenzüge gelangt, desto mehr wird sich die Leistungsfähigkeit der erforderlichen Maschine einer solchen Zahl von einigen Tausend P. S. nähern müssen. Alsdann würde man allerdings auch dauernd die entsprechende Leistungsfähigkeit in Form elektrischer Feldenergie in den Raum hinausstrahlen.

15. Die vorstehenden Untersuchungen zeigen, dass das erstrebte Ziel, ungedämpfte elektrische Schwingungen von grosser Resonanzfähigkeit zu erzeugen, mit den mitgeteilten Anordnungen noch nicht erreicht ist. Indes bieten sich von ihnen aus zwei Möglichkeiten dahin zu gelangen. Einmal würde, falls es gelänge, durch einen gekoppelten Strahldraht der Oszillation jedesmal soviel Energie zu entziehen, dass schon die zweite Schwingungsperiode auf eine verschwindende Amplitude gedämpft wäre, schliesslich der geschilderte Vorgang in den von uns gesuchten übergehen. Man würde durch Aneinanderreihen solcher Einzelimpulse dauernd ungedämpfte elektrische Wellen von unserem Strahldrahte erhalten. Andererseits bietet die Verwendung unsymmetrischer Funkenstrecken in den beschriebenen Versuchen ein Mittel, den Ablauf der oszillatorischen Entladung auf ein einziges Abströmen zu beschränken. Verstehen wir unter unsymmetrischen Funkenstrecken solche, bei denen zur „Zündung" in dem einen Sinne eine grössere Spannung erfordert wird, wie im anderen (man bezeichnet ein solches durch vielerlei Mittel zu erzielendes Verhalten wohl als Ventilwirkung), und legt man die Spannung so an, dass die Entladung der Kapazität mit der kleineren Spannung erfolgt, so wird sich der Vorgang folgendermassen abspielen:

Zunächst Aufladen der Kapazität, dann Entladung durch die Funkenstrecke und Umladen der Kapazität; weiter, da das Zurückströmen der Flaschen-Ladungen wegen der Ventilwirkung unmöglich ist, Ausgleich derselben gegen die Stromquelle und Nichtleitendwerden der Funkenstrecke; nun Wiederholung der Aufladung u. s. f. Der Kapazitätskreis wäre von einem hochfrequenten Wechselstrome dauernd durchflossen. Ein entsprechendes Verhalten glauben wir an einer unsymmetrischen Quecksilberlampe beobachtet zu haben, begnügen uns indes mit dieser Andeutung, weil wir in Kürze ausführlich darüber berichten zu können hoffen.

1) l. c.

Dabei wird es sich auch zeigen, ob die in 4. auseinandergesetzte allgemein zu erwartende Schwingungserscheinung sich rein verwirklichen lässt. Dass sie bei richtig gewählten Versuchsbedingungen auftreten muss, erscheint uns jetzt sicherer als je. Ob sie allerdings so hohe Frequenzen erzielen lassen wird, wie wir bisher erwarteten, ist uns zweifelhaft geworden.

Göttingen, Physikalisches Institut der Universität, Abtlg. für angewandte Elektrizitätslehre.

(Eingegangen 10. März 1903.)

Zur Theorie des Grammeschen Ringes.[1])

Von K. R. Johnson.

In der vorigen Mitteilung wurden die Vorgänge behandelt, die sich beim Ausschalten der äusseren Strombahn im Grammeschen Ringe abspielen, und es ergab sich dabei, dass die Sinuswelle, die die Drahtwindungen in einer der Umdrehung entgegengesetzten Richtung durchläuft, durch die Gleichungen (6), (10) und (11) dargestellt werden konnte, welche Gleichungen sich folgenderweise vereinfacht schreiben lassen

$$(12)\quad \begin{cases} V = \frac{T}{cl}\cdot i = \frac{T}{cl}\cdot\frac{c_0}{w}\cos\varphi\,\sin\left(\pi\frac{\xi}{l}-\varphi\right) \\ tg\,\varphi = \frac{\pi}{T}\frac{(p+k)}{w}\left(\frac{\lambda^2}{l^2}-1\right), \end{cases}$$

wo ξ eine längs dem Drahte gerechnete, im Magnetfelde bestimmte Lage angiebt, welche sämtliche Windungen des Ringes beim Umdrehen desselben nacheinander einnehmen.[2]) Um eine Gleichstrommaschine zu erhalten, bringt man den Ring durch zwei im Magnetfelde unbewegliche Kontakte in leitende Verbindung mit einer äusseren Strombahn, und um eine möglichst grosse elektromotorische Kraft zu erhalten, muss man die Lage der Kontakte durch die Beziehung

$$\pi\frac{\xi}{l} - \varphi = +\frac{\pi}{2}$$

bestimmen. Die Spannung erreicht dadurch einen maximalen Betrag, indem das Potential am einen Kontakte den Wert

$$V_m = \frac{T}{cl}\cdot\frac{c_0}{w}\cos\varphi$$

und am anderen

$$V_n = -\frac{T}{cl}\cdot\frac{c_0}{w}\cos\varphi$$

1) Fortsetzung zu dem Aufsatze in dieser Zeitschrift 4, 190–94, 1902.

2) In der oben citierten Formel (10) lies $\pi\left(\frac{\xi}{l}-\varphi\right.$ statt $\pi\left(\frac{\xi}{l}-1\right)$

erhält. Eine Wechselstrommaschine erhält man wiederum, wenn die Kontakte am Ringe befestigt und mit ihm mitbewegt werden, wobei die den Kontaktpunkten entsprechenden ξ-Werte mit der Umdrehungsgeschwindigkeit verändert werden, während dagegen die Lage der Kontakte durch einen konstanten Wert von

$$x = \xi + l\frac{t}{T}$$

charakterisiert wird. Im ersteren Falle, bei der Gleichstrommaschine, wird die Potentialdifferenz der Kontaktpunkte

$$V_m - V_n = \frac{2 T e_0 \cos\varphi}{c l w}$$

durch den Ablauf des äusseren Stromes herabgesetzt, eben wie die Polspannung einer Batterie beim Schliessen ihres Stromkreises. Bei der Wechselstrommaschine wird dagegen die an den Kontakten auftretende, periodisch variierende Spannungsdifferenz durch die Einschaltung der äusseren Strombahn nicht merklich beeinflusst, wie die folgende Überlegung zeigt.

Aus den oben benutzten Gleichungen (3) und (4) erhält man für $E = 0$ die resultierende Gleichung

$$(13)\quad -\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + wc\frac{\partial V}{\partial t} + (p+k)c\frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = 0,$$

die also für eine Drahtleitung gelten muss, die, wie die äussere Strombahn, von keiner magnetischen Kraft beeinflusst wird; und weil das Potential am einen Kontaktpunkte

$$V' = \frac{T e_0 \cos\varphi}{c l w}\cdot\sin\left(\pi\frac{t}{T} + \varphi\right),$$

am anderen

$$V'' = -\frac{T e_0 \cos\varphi}{c l w}\cdot\sin\left(\pi\frac{t}{T} + \varphi\right)$$

beträgt, wenn nämlich die Kontakte durch $x = l$ und $x = 0$ bestimmt werden, so müssen wir für die Gleichung (13) eine Auflösung wählen, die die Periode $2T$ besitzt. Die Lösung kann folgenderweise geschrieben werden:

$$(14)\quad \begin{cases} V_1 = A\cdot e^{-ax}\sin\left[\pi\left(\frac{x_1}{l_1} - \frac{t}{T}\right) + \psi_1\right] \\ \quad + B e^{-ax}\sin\left[\pi\left(\frac{x_1}{l_1} + \frac{t}{T}\right) + \psi_2\right] \end{cases}$$

wenn wir V_1, x_1, l_1 statt V, x, l setzen, um dadurch anzugeben, dass das Integral (14) sich auf die Vorgänge in der äusseren Strombahn bezieht. Dabei ist jedoch zu bemerken, dass diese Lösung voraussetzt, dass der Widerstand wl, keine Konstante ist, sondern als die folgende Funktion der Wellenlänge λ_1

$$w l_1 = \frac{2\pi T}{c}\sqrt{\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{l_1^2}}$$
$$= 2\pi u_1 (p+k)\sqrt{\frac{\lambda_1^2}{l^2} - 1}$$

dargestellt werden kann, denn die Differentialgleichung (13) erfordert die folgenden Werte der Dämpfungskonstante

$$a = \pi\sqrt{\frac{1}{l_1^2} - \frac{1}{\lambda_1^2}} = \frac{cwl}{2T}.$$

Dass der Widerstand von der Frequenz abhängt, ist zwar aus der Erfahrung bekannt, obwohl diese Abhängigkeit in anderer Weise formuliert wird. Hier wollen wir die örtliche Dämpfung ganz vernachlässigen, und deswegen kann es uns gleichgültig sein, ob der oben gegebene Wert von a genau richtig ist oder nicht.[1]) Wenn die Dämpfung vernachlässigt wird, so ergiebt sich für die in der äusseren Strombahn stattfindende Bewegung statt der Gleichung (14) die folgende

$$(14a)\quad \begin{cases} V_1 = A\cdot\sin\left[\pi\left(\frac{x_1}{l_1} - \frac{t}{T}\right) + \psi_1\right] \\ \quad + B\sin\left[\pi\left(\frac{x_1}{l_1} + \frac{t}{T}\right) + \psi_2\right] \end{cases}$$

und die entsprechende Stromstärke i_1 wird aus der Gleichung (3) berechnet, wobei sich ergiebt

$$(15)\quad \begin{cases} i_1 = +\frac{Al_1}{T}c\sin\left[\pi\left(\frac{x_1}{l_1} - \frac{t}{T}\right) + \psi_1\right] \\ \quad -\frac{Bl_1}{T}c\sin\left[\pi\left(\frac{x_1}{l_1} + \frac{t}{T}\right) + \psi_2\right] \end{cases}$$

Damit die Elektrizitätsbewegung in der äusseren Strombahn die Vorgänge im Grammeschen Ringe nicht beeinflussen möge, muss erstens die Stromstärke i_1 an den beiden Kontakten stets Null bleiben oder

$$(16)\quad \begin{cases} -A\sin\psi_1 + B\sin\psi_2 = 0 \\ +A\cos\psi_1 + B\cos\psi_2 = 0 \end{cases}$$

und zweitens muss auch das Potential V_1 für $x_1 = 0$ und $x_1 = l_1$ mit den Potentialen V' und V'', die die Kontakte beim Ausschalten der äusseren Bahn besitzen, gleich sein. Dadurch ergeben sich also die Gleichungen

$$(17)\quad \begin{cases} -A\cos\psi_1 + B\cos\psi_2 = \frac{T e_0 \cos^2\varphi}{c l w} \\ +A\sin\psi_1 + B\sin\psi_2 = -\frac{T e_0 \sin\varphi\cos\varphi}{c l w} \end{cases}$$

und die Integrationskonstanten werden durch die Gleichungen (16) und (17) vollständig bestimmt. Man erhält

$$\psi_1 = -\psi_2 = \varphi$$

und

$$A = -B = -\frac{T e_0 \cos\varphi}{2 c l w}.$$

1) Den obigen Formeln gemäss würde a für $\lambda_1 = l_1$ verschwinden und überdies würde auch der Widerstand wl_1 gleich Null werden. Dies würde also bedeuten, dass bei vollkommener Resonanz ein Metalldraht gegenüber stehenden Wellen keinen Widerstand besitzen würde. Diese Folgerung scheint wohl kaum wahrscheinlich, aber vielleicht könnten die letzten Fortschritte der Funkentelegraphie dadurch eine Aufklärung erhalten?

Die Gleichung (14a) nimmt also die folgende Form an

$$(18)\begin{cases} V_1 = \frac{T e_0 \cos\varphi}{2 c l w} \Big\{ \sin\Big[\pi\Big(\frac{x_1}{l_1} + \frac{t}{T}\Big) + \varphi\Big] \\ \qquad - \sin\Big[\pi\Big(\frac{x_1}{l_1} - \frac{t}{T}\Big) - \varphi\Big]\Big\}, \end{cases}$$

und dieselbe kann auch

$$(18a)\ V_1 = \frac{T e_0 \cos\varphi}{c l w} \cdot \cos \pi \frac{x_1}{l_1} \sin\Big(\pi \frac{t}{T} + \varphi\Big)$$

geschrieben werden. Weiter ergiebt sich für die Gleichung (15)

$$(19)\ i_1 = -\frac{l_1}{l} \cdot \frac{e_0 \cos\varphi}{w} \sin \pi \frac{x_1}{l_1} \cos\Big(\pi \frac{t}{T} + \varphi\Big).$$

Die Gleichungen (18a) und (19) stellen stehende Schwingungen dar; die Stromstärke i_1 variiert in der Mitte des Drahtes ($x_1 = {}^1/_2\, l_1$) zwischen einem positiven Maximum und einem negativen Minimum und bleibt an den beiden Enden stets Null. Sie hat immer dasselbe Vorzeichen längs dem ganzen Drahte. Das Potential bleibt dagegen in der Mitte immer Null und schwankt an den Enden zwischen einem Maximum und einem Minimum. Weil die Stromstärke im Drahte symmetrisch verteilt ist, während das Potential sich nur bezüglich seines numerischen Betrages symmetrisch verhält, indem es in einem Halbteile positiv, im anderen negativ ist, so entspricht dem Integralelemente $V_1\, i_1\, de_1$ immer ein numerisch gleiches Element, das gleich entfernt vom anderen Ende des Drahtes liegt und entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Das von $x_1 = o$ bis $x_1 = l_1$ erstreckte Integral ist mithin gleich Null, d. h. die Bewegung setzt ohne Aufwand von Arbeit fort und der Strom der äusseren Strombahn ist, wie man sagt, ein wattloser Strom, was einer stehenden Schwingung gleich kommt. Im allgemeinen wird die für den wattlosen Strom charakteristische Phasenverschiebung von 90^0 nicht vollkommen erreicht, was wir, der obigen Darstellung gemäss, der örtlichen Dämpfung zuschreiben, die die Stromkurve ein wenig deformiert. Wollen wir diese Änderung der Stromkurve berücksichtigen, so müssen wir auch die Deformierung der im Ringe verlaufenden Schwingungen berechnen, die von der Rückwirkung der stehenden Wellen auf dem Drahte des Ringes herrührt. Diese Berechnung ist indessen allzu weitläufig und scheint ausserdem kein Interesse darzubieten. Kehren wir inzwischen zur Gleichung (12) zurück, so können wir die beiden, zwischen den Kontakten liegenden Hälften des Grammeschen Ringes als Parallelzweige betrachten, die Gleichung 12 gilt dann unverändert nur für die eine Hälfte des Ringes, wo x zwischen $x = O$ und $x = l$ variiert. In der anderen Hälfte müssen wir dagegen auch die Drahtlänge von dem ersteren Kontaktpunkte $x = O$ bis $x = l$ rechnen, statt wie oben von $x = l$ bis $x = 2l$ fortzusetzen. Für die andere Hälfte müssen wir also $2l - x$ statt x in die Gleichung (12) einsetzen und erhalten folglich

$$V' = \frac{T e_0 \cos\varphi}{c l w} \cdot \sin\Big[\pi\Big(\frac{x}{l} - \frac{t}{T}\Big) - \varphi\Big]$$

für den ersteren Halbteil und

$$V'' = -\frac{T e_0 \cos\varphi}{c l w} \cdot \sin\Big[\pi\Big(\frac{t}{l} + \frac{t}{T}\Big) + \varphi\Big]$$

für den anderen. Jeder Halbteil enthält also die eine der in der äusseren Strombahn interferierenden Wellen, von denen die eine einer einfallenden, die andere einer reflektierten Welle entspricht.

Bei dem allgemeinen Fall, wo die magnetische Kraft durch eine Fouriersche Reihe

$$e_1 \sin\Big(\pi \frac{\xi}{l} + \psi_1\Big) + e_2 \sin\Big(2\pi \frac{\xi}{l} + \psi_2\Big) + \cdots\cdots$$
$$+ e_n \sin\Big(n\pi \frac{\xi}{l} + \psi_n\Big) + \cdots\cdot$$

dargestellt wird, kann man die obige Berechnung für jedes einzelne Glied wiederholen. Statt der Gleichungen (12) erhält man z. B. für das n^e Glied

$$V_n = \frac{T}{n c l} i_n = \frac{T e_n \cos\varphi_n}{n c l w} \sin\Big[n\pi\Big(\frac{x}{l} - \frac{t}{T}\Big) + \psi_n - \varphi_n\Big],$$

$$tg\, \varphi_n = \frac{n\pi(p+k)}{w T}\Big[\frac{\lambda^2}{n^2 l^2} - 1\Big].$$

Für den dem Punkte x gegenüberliegenden Punkt $l + x$ erhält man also das Potential

$$(V_n)_{x+l} = \frac{T e_n \cos\varphi_n}{n c l w} \cdot \sin\Big[n\pi + n\pi\Big(\frac{x}{l} - \frac{t}{T}\Big) + \psi_n - \varphi_n\Big]$$

und es folgt mithin, dass die beiden entgegengesetzten Punkte des Ringes dasselbe Potential besitzen, wenn n eine gerade Zahl bedeutet, dass dagegen diese Potentiale nur numerisch gleich sind, wenn n eine ungerade Zahl ist. Die geradzahligen Schwingungen, die im Ringe stattfinden, erzeugen also keine Klemmenspannung und bringen folglich keine Schwingungen in der äusseren Strombahn hervor. Die geraden Schwingungen, welche die magnetische Kraft im Ringe hervorruft, müssen mithin als ein reiner Energieverlust bezüglich des elektrischen Güteverhältnisses gerechnet werden, und sie sind um so mehr zu vermeiden, als sie auch durch die entsprechende Stromwärme das Funktionieren der Maschine beeinträchtigen. Zum Teil werden sie zwar bei Mehrphasenmaschinen verwertet, aber keineswegs vollständig.

(Eingegangen 25. Januar 1903.)

Zirkel zum Gebrauch auf Glastafeln.

Von Karl Hochenegg.

Angeregt durch die Veröffentlichung über „Das neue physikalische Institut der Universität Erlangen" von Professor Dr. Eilhard Wiedemann wurden am Elektrotechnischen Institute der k. k. Technischen Hochschule in Wien Glastafeln in Benutzung genommen. Dieselben haben sich im Gebrauche bisher sehr gut bewährt, es ergab sich jedoch der Übelstand, dass das Zeichnen mit dem Zirkel auf diesen Tafeln bisher schwierig war, da auf der glatten Tafelfläche die Zirkelspitze keinen Halt findet.

Diesem Übelstande wurde durch die nachfolgend beschriebene Zirkelkonstruktion abgeholfen, welche sich während der bisherigen Verwendung gut bewährt hat.

Bei dieser Konstruktion ist an Stelle der gewöhnlichen Zirkelspitze an dem einen Schenkel des Zirkels eine Kugel A (siehe die beigefügte Zeichnung) angeschraubt, welche in einem Kugelgelenke B—C gelagert ist; an der unteren Hälfte C des Kugelgelenkes ist eine kreisrunde Platte D aus durchsichtigem Materiale z. B. Celluloid, von ca. 60 mm Durchmesser mittels 4 kleinen Nieten befestigt. Auf diese Platte ist ein Ring aus Kautschuk von ca. 10 mm Breite aufgeleimt, mit welchem bei der Verwendung der Zirkel auf der Tafel aufruht. Durch Anbringung des Kautschukringes ist ein gutes Anhaften an der Tafelfläche gesichert.

Um mit der Zirkelspitze genau den Mittelpunkt des zu zeichnenden Kreises zu treffen, ist auf der Platte D ein Kreuz mit roter Farbe eingezeichnet, mit Hilfe dessen ein genaues Centrieren leicht möglich ist, sofern der zu wählende Mittelpunkt auf der Tafel vorher mit einem Kreuze gekennzeichnet wurde.

(Eingegangen 7. Februar 1903.)

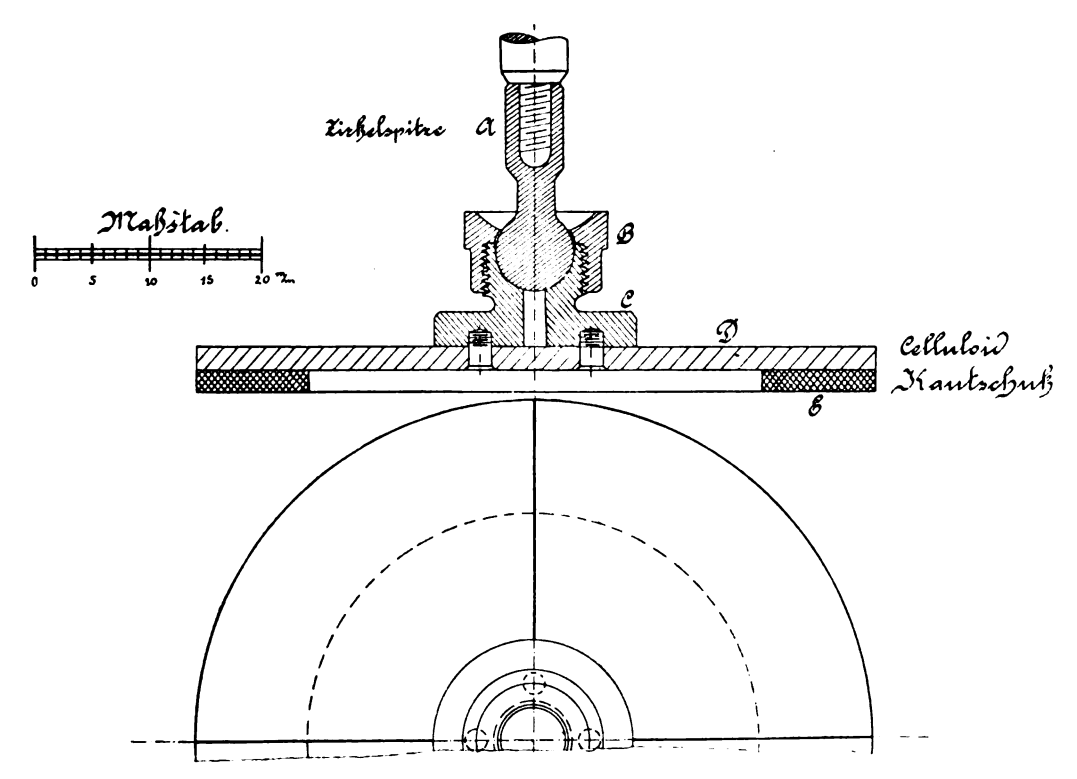
Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 7[1]): Emilio Pasquini, Über ein absolutes Elektrometer. — Messung der Entladungspotentiale.

Das neue Elektrometer, welches ich bei meinen Versuchen über Entladungspotentiale benutzt habe, ist ein absolutes Elektrometer mit Schutzring; die bewegliche Scheibe wird durch das Plättchen eines Fahrenheitschen Aräometers, das in ein mit Wasser gefülltes Gefäss taucht, dargestellt.

Auf den Rand dieses Gefässes stützt sich der Schutzring und parallel zu ihm hängt die obere Platte des Elektrometers. Der kleine Stab, der die bewegliche, sehr ebene und glatte Scheibe des Aräometers trägt, ist cylindrisch und 8 bis 10 cm lang. Eine leichte, an dem Stabe befestigte Metallgabel stellt die Verbindung zwischen Scheibe und Schutzring her, verhindert das weitere Aufsteigen des Aräo-

1) No. 6: Diese Zeitschrift 4, 352, 1903.



meters, wenn Scheibe und Ring in einer Ebene liegen und dient zugleich der Scheibe als Führung, damit sie centriert bleibt.

Um eine Messung auszuführen, goss ich vor allem so viel Wasser in das Gefäss, dass die obere Fläche der Scheibe in einer Höhe mit dem Schutzring war; war nun die gewünschte Potentialdifferenz zwischen beiden Platten hergestellt, so liess ich aus dem Gefäss so viel Wasser heraus, bis das Aräometer sank. Bedeutet nun h die stattgefundene Niveau-Abnahme des Wassers im Gefäss, $V_1 - V$ die Potentialdifferenz zwischen den Platten, so kann man aus der bekannten Thomsonschen Formel schliessen, dass

$$V_1 - V = \frac{rD}{R}\sqrt{8\pi g h}$$

ist; h bedeutet den Radius des Stäbchens, R den der beweglichen Scheibe, D die Entfernung zwischen den beiden Platten und g die Erdbeschleunigung.

Bei der Messung der Entladungspotentiale bin ich der von Thomson und anderen Forschern schon benutzten Anordnung gefolgt; meine Versuche gehen bis zu Funken von 10 cm.

Folgende Tabelle bringt meine Resultate; δ ist die Funkenlänge und V die entsprechende Potentialdifferenz in elektrostatischen Einheiten.

δ mm	V	δ mm	V	δ mm	V
2	24,1	34	229	74	301
4	45	38	239	78	304
6	66	42	248	82	309
8	82	46	259	86	313
10	100	50	266	90	318
14	126	54	274	94	322
18	140	58	281	98	326
22	187	62	286	100	327
26	202	66	293		
30	217	70	297		

Die Grössen beziehen sich auf Funken aus kugeligen Elektroden von 2 mm Durchmesser. Die Übereinstimmung meiner Grössen mit den bereits von anderen Forschern für kleinere Schlagweiten festgestellten beweist, dass das Elektrometer vorzüglich dem Zwecke entspricht, und kann man darum auch die für grössere Schlagweiten erhaltenen Werte für durchaus brauchbar halten.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 25. Januar 1903.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Die Regulierung des Kompasses mit Hilfe eines Deflektors.

Von H. Meldau.

Der Gedanke, die schiffsmagnetischen Kräfte nicht nur durch ihre ablenkenden Wirkungen auf den verschiedenen Kursen des Schiffes, sondern auch durch direkte Messung ihrer Grösse kennen zu lernen, wurde begreiflicherweise ausgeführt, sobald wissenschaftliche Männer begannen, sich mit der Ablenkung der Kompassrose an Bord der Eisenschiffe zu beschäftigen.[1]) Hierbei handelte es sich zunächst um rein theoretische Interessen und um Beobachtungen auf dem Helgen oder im Hafen, also unter Verhältnissen, unter denen Intensitätsmessungen durch Schwingungsbeobachtungen ausgeführt werden konnten. Im Jahre 1849 versuchte der Engländer E. Sabine, die Messung der Richtkräfte auch in dem Bereich der praktischen Behandlung des Kompasses an Bord der Eisenschiffe einzuführen; aber erst seitdem im Jahre 1873 der französische Marineoffizier E. Fournier den Gedanken einer „Kompassregulierung mit Hilfe eines magnetischen Instrumentes“ planmässig durchgeführt hatte[1]), sind Richtkraftmessungen durch Ablenkung der Kompassrose mehr und mehr für den Bordgebrauch in Aufnahme gekommen, die Gestalt und der Gebrauch der „Deflektoren“ sind immer einfacher geworden, so dass diese für die Kompassregulierung überaus nützlichen Instrumente heute auch in der Hand des Seemannes zur Kompensation und Deviationsbestimmung gute Dienste leisten können.

1) s. Airy, Account of experiments in iron-built ships. Phil. Trans. Royal Soc. 1839.

Die Bedeutung einer Kompassregulierung mit Hilfe von Richtkraftmessungen beruht darin, dass sie einerseits meist schneller zu bewerkstelligen ist als die Regulierung bei Anwendung von Deviationsbestimmungen und dass sie andererseits unabhängig ist von der Sichtbarkeit irgend eines astronomischen oder terrestrischen Peilobjektes, dass sie also auch bei Nebel und unsichtigem Wetter ausgeführt werden kann.

Alle Deflektoren bestehen aus einem Magnetsystem, das centrisch mit der Rose auf den Kompassdeckel aufgesetzt wird und dessen magnetisches Moment in irgend einer Weise variabel gemacht ist. Das Magnetsystem ist um die centrale Achse des Kompasskessels drehbar und wird entweder in bestimmtem Winkel

1) E. Fournier, Déviations des Compas. Paris 1873.



zur ursprünglichen Nord-Südrichtung oder in bestimmtem Winkel zur abgelenkten Rose gehalten.

Bezeichnet H' die zu bestimmende Intensität des Magnetfeldes, dem die Rose vor dem Aufsetzen des Deflektors unterworfen war und wird durch den Deflektor ein Feld von der Intensität D im Winkel ω gegen jenes hinzugefügt, so erfährt die Rose eine Ablenkung um einen Winkel α, so dass

$$H' = \frac{\sin(\omega - \alpha)}{\sin \alpha} \cdot D.$$

Man misst nun bei konstantem Werte des Winkels ω die Intensität H' entweder durch das D, welches zur Hervorbringung eines bestimmten Ablenkungswinkels α erforderlich ist, oder bei konstantem Werte des D durch die Grösse der erzeugten Ablenkung. Alle Deflektoren lassen sich im Grunde nach beiden Methoden anwenden, wobei durch verschiedene Wahl der Grössen D, ω und α eine grosse Mannigfaltigkeit der Anordnungen möglich erscheint.

Um die zweckmässigsten unter ihnen auszuwählen, hat man vor allem zu berücksichtigen, dass die ursprüngliche Nord-Südrichtung (die durch den Steuerstrich fixiert wird) auf See nur unvollkommen festgehalten werden kann. Es geschieht dies dadurch, dass das Schiff, nachdem es an dem zu untersuchenden Kompass auf den beabsichtigten Kurs gelegt ist, nach einem anderen Kompasse möglichst in derselben Lage gehalten wird. Um unabhängig von kleinen Fehlern im gesteuerten Kurse zu sein, hat man α möglichst nahe gleich 90^0 zu machen. Auch bei Verwendung eines konstanten D und variabler Ablenkungswinkel wird es gut sein, D so zu wählen, dass das Mittel der Ablenkungswinkel ungefähr gleich 90^0 ist.

Es geschieht dies entweder empirisch, indem man auf zwei entgegengesetzten Kursen 90^0-Ablenkungen macht und dann den Deflektor auf das Mittel der gemachten Skalenablesungen einstellt, oder unmittelbar durch Einstellung an der nach H oder λH graduierten Skale des Instrumentes auf Grund des der Karte entnommenen Wertes der Horizontalintensität.

Das typische Beispiel eines Deflektors, der H' bei konstantem α durch D misst, ist der Deflektor W. Thomsons. Das Instrument besitzt zwei Paare von Magneten, die oben scherenartig verbunden und an einem Messinggestell so befestigt sind, dass ihre unteren (ungleichnamigen) Pole durch eine Schraube mit Rechts- und Linksgewinde gegeneinander verschoben werden können. Das magnetische Moment ist annähernd dem Abstande der unteren Pole proportional und kann auf einer mit der Grundplatte verbundenen Skale abgelesen werden. Nach Thomsons Vorschrift macht man $\alpha = 90^0$, während $\omega - \alpha = 78^3/_4{}^0$ ist, d. h. während die durch einen Zeiger markierte magnetische Achse nach dem Striche $O z N$ der Rose gerichtet ist. (Der für $\omega - \alpha$ angegebene Winkel ist statt des rechten Winkels gewählt, um labiles Gleichgewicht zu vermeiden.) Durch Probieren hat man das magnetische Moment so lange zu verändern, bis jene „Normalablenkung" erreicht ist. Die geschickte Handhabung des Thomsonschen Deflektors erfordert einige Übung.

Der Universaldeflektor von Clausen besitzt eine mit Gradeinteilung versehene kreisförmige Grundplatte. Um den Mittelpunkt ist eine Schiene drehbar; sie kann an der Kreisteilung auf jeden gewünschten Winkel gegen die ursprüngliche Ruhelage der Rose eingestellt werden. Die Schiene trägt zwei durch eine Schraube mit Rechts- und Linksgewinde verschiebbare vertikal stehende Magnete.

Die Stellung dieser Magnete ist auf einer auf der Schiene angebrachten Millimeterteilung ablesbar.

Andere Arten von Deflektoren besitzen einen horizontalen Magneten, der an vertikalstehenden, mit Teilung versehenen Gleitschienen durch eine Schraube auf und ab bewegt werden kann.

Der Clausensche und die letztgenannten Deflektoren werden vorwiegend mit konstantem magnetischem Moment und variablem Ablenkungswinkel zur Anwendung gebracht und zwar am besten unter dem zuerst von Clausen vorgeschlagenen Einstellungswinkel $\omega = 135^0$ gegen die ursprüngliche Nord-Südrichtung bei einer Feldstärke von $D = \sqrt{2} \cdot H$. Bei dieser Anordnung würde, wenn keine schiffsmagnetischen Kräfte vorhanden wären, die Rose um 90^0 abgelenkt werden und in ihrer abgelenkten Lage wieder einer Richtkraft von der Grösse H unterworfen sein. Ein thatsächlich vorhandenes $H' - H$ bringt infolgedessen eine Abweichung von der senkrechten Stellung hervor, welche, sofern es sich um feste Pole des Schiffskörpers handelt, sehr nahe gleich der Deviation auf den rechtwinklig zum Beobachtungskurs liegenden Kursen ist.[1] Die Koeffizientenbestimmung mit Hilfe des Deflektors gestaltet sich auf diese Weise ausserordentlich einfach.

Eine Graduierung der Deflektorskale nach Einheiten der Horizontalintensität gewährt grosse Vorteile: man kann schon beim ersten Aufsetzen des Deflektors mit der Verlegung der Kompensationsmagnete beginnen; die Bestimmung und die Kontrolle der Deviationskoeffizienten wird bedeutend erleichtert; ausserdem kann man

1) Genau wäre dies der Fall, wenn der Deflektor im Winkel von 135^0 zum magnetischen Meridian aufgesetzt werden könnte, was aber praktisch thunlich ist.

den besonders für die Anbringung des Krängungsmagneten wichtigen Wert der mittleren Richtkraft λ nach ausgeführter Kompensation unmittelbar ablesen. Die Graduierung der Deflektorskale gilt allerdings nur für den Kompass, für den sie ausgeführt wurde und sie hat die Konstanz des magnetischen Momentes zur Voraussetzung. Ist die Skale des Instrumentes nicht graduiert, so nimmt man die Änderung des magnetischen Momentes proportional der linearen Verschiebung der Magnetpole an und wiederholt das Verfahren, wenn die Differenzen der Ablesungen bei der ersten Ausführung gewisse Grenzen überschritten haben.

Die Ausführung der Kompensation mit Hilfe etwa eines Thomsonschen Deflektors geschieht in folgender Weise. Man steuert Nordkurs an dem zu kompensierenden Kompass und bewirkt die Normalablenkung, indem man den Kurs an einem anderen Kompasse festhält. Nachdem man die Einstellung (N) des Deflektors abgelesen, ändert man den Kurs auf Süd und verfährt hier in derselben Weise. Darauf stellt man den Deflektor auf das Mittel der Ablesungen $\frac{1}{2}([N]+[S])$ ein und ordnet jetzt die Längsschiffsmagnete so, dass die Normalablenkung erreicht wird. Der Koeffizient B ist dadurch kompensiert.

Ebenso verfährt man zur Kompensation des C auf O- und W-Kurs unter Verlegung der Querschiffsmagnete.

Beträgt die Differenz der Ablesungen auf N- und S-Kurs, oder auf O- und W-Kurs mehr als 10 Skalenteile, so ist das Verfahren zu wiederholen.

Während das Schiff noch auf dem Westkurs liegt, ist nun noch die Quadrantaldeviation zu beseitigen. Diese drückt sich darin aus, dass $\frac{1}{2}([O]\ [W])$, nicht gleich, sondern vor Anbringung der D-Korrektoren fast stets kleiner ist als $\frac{1}{2}([N]+[S])$. Bei Verwendung von stabförmigen D-Korrektoren vom Typus $+e$ hat man durch Heranrücken der Korrektoren die Richtkraft auf W-Kurs so zu vergrössern, bis die Normaleinstellung bei der Einstellung $\frac{1}{2}([N]+[S])$ erreicht ist. Bei Verwendung von kugelförmigen D-Korrektoren (die ausser dem $+e$ ein $-a$ einführen) stellt man die Deflektormagnete auf

$$\frac{1}{2}([N]+[S])-\frac{1}{3}\left(\frac{[N]+[S]}{2}-\frac{[O]+[W]}{2}\right)$$

ein.

Die Bestimmung der Koeffizienten der Deviationsformel durch Richtkraftmessungen hat von dem Ausdruck [1]) auszugehen

$$\frac{H'}{\lambda H}=\cos\delta+\mathfrak{A}\sin\delta+\mathfrak{B}\cos\zeta'-\mathfrak{C}\sin\zeta'+$$

$$\mathfrak{D}\cos(2\zeta'+\delta)-\mathfrak{E}\sin(2\zeta'+\delta),$$

der die Richtkraft nach Kompassnord in Einheiten von λH darstellt. Setzt man des einfacheren Ausdrucks wegen das Schiffseisen als symmetrisch zur Mittschiffsebene voraus und wendet den obigen Ausdruck auf die vier Hauptkurse an, so folgt

$$\frac{H'_n}{\lambda H}=+\mathfrak{B}+(1+\mathfrak{D})\cos\delta_n$$

$$\frac{H'_o}{\lambda H}=-\mathfrak{C}+(1-\mathfrak{D})\cos\delta_o$$

$$\frac{H'_s}{\lambda H}=-\mathfrak{B}+(1+\mathfrak{D})\cos\delta_s$$

$$\frac{H'_w}{\lambda H}=+\mathfrak{C}+(1-\mathfrak{D})\cos\delta_w$$

Da $\delta_s=-\delta_n$ und $\delta_w=-\delta_o$ ist, so hat man exakt

$$2\mathfrak{B}=\frac{H'_n}{\lambda H}-\frac{H'_s}{\lambda H};\quad 2\mathfrak{C}=\frac{H'_w}{\lambda H}-\frac{H'_o}{\lambda H}.$$

Sind die Deviationen so klein, dass $\cos\delta=1$ gesetzt werden darf, so ist ferner

$$4\mathfrak{D}=\left(\frac{H'_n}{\lambda H}+\frac{H'_s}{\lambda H}\right)-\left(\frac{H'_w}{\lambda H}+\frac{H'_o}{\lambda H}\right).$$

Diese Formeln geben die drei Hauptkoeffizienten unmittelbar, wenn die Skale des Deflektors nach λH graduiert ist. Ist das nicht der Fall, so hat man vorher λH durch den aus obigen Gleichungen folgenden Wert

$$\lambda H=\frac{1}{4}(H'_n+H'_s+H'_o+H'_w)$$

zu berechnen.

Nach diesen Formeln würde man die Koeffizienten etwa aus den Skalenablesungen bei Thomsonschen Normalablenkungen zu finden haben.

Einfacher gestaltet sich die Bestimmung, wenn man die Richtkräfte bei konstantem D durch die Ablenkungswinkel der Rose misst, zumal bei Anwendung der oben beschriebenen Clausenschen Anordnung. Nehmen wir zunächst an, dass der unter einem Winkel von 135^0 gegen die ursprüngliche Ruhelage aufgesetzte Deflektor ein Feld von der Stärke $\sqrt{2}\cdot\lambda H$ erzeugt, so giebt er eine Komponente $-\lambda H$ im Kompassmeridian und eine solche $+\lambda H$ senkrecht dazu.

Bezeichnet z die Abweichung der Nadel von der zur ursprünglichen Ruhelage senkrechten Stellung, so ist

$$\tang z=\frac{H'-\lambda H}{\lambda H}.$$

Andererseits ist auf N-Kurs

$$\frac{H'_n-\lambda H}{\lambda H}=+\mathfrak{B}+\mathfrak{D}$$

und entsprechend auf den anderen Hauptkursen.

Man hat also

$$\tang z^n=+\mathfrak{B}+\mathfrak{D};\quad \tang z_o=-C-\mathfrak{D}$$
$$\tang z^s=-\mathfrak{B}+\mathfrak{D};\quad \tang z_w=+C-\mathfrak{D}$$

1 s. diese Zeitschrift; 3, 391, 1902.

Kleine Fehler in der Einstellung des Deflektors haben, wenn auf allen vier Hauptstrichen beobachtet wurde, keinen merklichen Einfluss auf die berechneten Koeffizienten. War der Deflektor bei der Beobachtung nicht auf λH, sondern auf H eingestellt, so erhält man auf N- und S-Kurs bezw. auf O- und W-Kurs die Induktionskonstanten a und e gesondert und hat aus ihnen vorerst den Wert von λ zu berechnen. Die Bestimmung des Koeffizienten $\mathfrak{E}$ würde Beobachtungen auf den Hauptzwischenstrichen voraussetzen. Der Koeffizient $\mathfrak{A}$ lässt sich seiner Natur nach nicht durch Richtkraftmessungen feststellen.

Bisher hatten wir die vollständige Regulierung des Kompasses, wie sie jedenfalls vor Indienststellung des Schiffes zu erfolgen hat, im Auge. Von dieser Regulierung, bei der das Schiff mindestens einmal ganz herumgedreht werden muss, ist zu unterscheiden der tägliche Kompassdienst an Bord, bei dem es sich darum handelt, möglichst ohne jede ad hoc vorgenommene Kursänderung die Deviation zu kontrollieren bezw. ihre Änderung festzustellen. Da das Wichtigste für das Schiff stets die Deviation für den zur Zeit anliegenden Kurs ist und es unmöglich ist, diese Deviation auf dem Kurse selbst durch Richtkraftmessungen zu bestimmen, so werden Peilungen (Richtungsbestimmungen), sofern sie erhältlich sind, immer das wertvollste Hilfsmittel der Kompasskontrolle bleiben. Trotzdem wird man unter Umständen aus Deflektorbeobachtungen grossen Nutzen ziehen können, insbesondere bei Nebel und unsichtigem Wetter.

Von den fünf Koeffizienten der Deviationsformel sind nur zwei, nämlich B und C, mit der magnetischen Breite veränderlich. Deshalb ist die Möglichkeit gegeben, auf dem Kurse, auf dem das Schiff zur Zeit liegt, den Gesamtverlauf der Deviation jederzeit neu zu bestimmen, wenn ein Peilobjekt sichtbar ist und eine Deflektorbeobachtung hinzugenommen wird.

Der Gebrauch des Deflektors, wie er oben beschrieben wurde, setzt voraus, dass die Kompensation der Quadrantaldeviation ohne Zuhilfenahme von Nadelinduktion ausgeführt ist. Ist das nicht der Fall, so müssen die Quadrantalkorrektoren jedesmal vor dem Gebrauch des Deflektors entfernt werden. Bei den sog. Kompensationskompassen oder beim Peichlschen Kompass ist die Skale des D-Korrektors auf Null zu stellen, so dass sämtliche Weicheisenkerne gleichmässig um die Rose verteilt sind. Nach ausgeführter Kompensation von B und C sind dann die Korrektoren auf Grund des beobachteten Wertes von D einzustellen.[1])

1) Am Schlusse meiner in dieser Zeitschrift abgedruckten vier Aufsätze über Kompassfragen möge noch auf einen jüngst erschienenen Bericht des Herrn Rottok über „Kompassversuche und -Verbesserungen in der Kaiserlichen Marine während der letzten Jahre" (Marine-Rundschau 1902, Heft 11) hingewiesen sein. M.

BESPRECHUNGEN.

F. Exner und E. Haschek, Wellenlängen-Tabellen für spektralanalytische Untersuchungen auf Grund der ultravioletten Funkenspektren der Elemente. gr. 8. 2 Bände, 83 und 269 S. Leipzig und Wien, Franz Deuticke. 1902. 16 M.

Als die Verfasser es unternahmen, die Funkenspektren sämtlicher Elemente neu auszumessen, gingen sie von dem Grundgedanken aus, ein Zahlenmaterial zu schaffen, das nach einer einheitlichen Methode gewonnen werden sollte und das in der erreichten Genauigkeit eine sichere Basis für eine spektralanalytische Untersuchung in Bezug auf die elementaren Bestandteile zusammengesetzter Körper zu bieten imstande sei.

Die Arbeiten erstrecken sich über den Zeitraum 1895—1901 und sind in den Wien. Ber. publiziert.

In vorliegenden beiden Bänden sind die gesamten Ergebnisse in einer Reihe von Tabellen in Buchform zusammengestellt.

Die dem Ganzen vorausgeschickte Einleitung enthält die bei der Messung eingehaltenen allgemeinen Gesichtspunkte, das zu Grunde gelegte Konstantenmaterial, ein Kapitel über Linienverschiebungen, ferner hauptsächlich eine Beschreibung der bei der Ausmessung der Spektren benutzten Methode, dieselben auf eine Skala zu projizieren und so die Linienabstände zu ermitteln. Hieran schliesst sich eine Besprechung der Gründe, die für diese Methode sprechen, sowie der Bedenken, die H. Kayser gegen dieses Verfahren äusserte.

Die mitgeteilten Tabellen gliedern sich in drei Teile, eine Tabelle der Hauptlinien jedes einzelnen Elementes, eine nach Wellenlängen geordnete Tabelle der in ihrer Intensität stärkeren Linien aller Elemente und drittens die vollständigen Messungen der Verfasser für jedes einzelne Element.

Der erste Teil enthält alle Elemente nach den chemischen Symbolen alphabetisch geordnet und giebt bei jedem Elemente wenige Hauptlinien an, die bei Untersuchungen zunächst

auftreten müssen, wenn das Element überhaupt vorhanden ist. Der zweite Teil, die Haupttabelle, enthält alle Linien sämtlicher Elemente, deren Intensitäten nach der Skala der Verfasser grösser als 2 ist. Diese Linien sind der Wellenlänge nach geordnet unter Beifügung der chemischen Bezeichnung des Elementes, dem sie angehören und sollen so eine möglichst rasche Identifizierung unbekannter Linien ermöglichen.

In der dritten Tabelle sind die wichtigeren älteren Bestimmungen mit angeführt, ferner die von den Verfassern bei den Untersuchungen verwendeten Materialien, sowie auftretende Verunreinigungen und die Anzahl der Linien für jedes einzelne Element.

Schliesslich teilen die Verfasser noch einige allgemeinere Betrachtungen in Tabellenform und in graphischer Darstellung mit, die gewisse Regelmässigkeiten in Charakter der Linien, deren Verteilung im Spektrum und namentlich in der Anzahl der Linien jedes einzelnen Elementes im Zusammenhang mit dem periodischen System der Elemente erkennen lassen. C. Fritsch.

(Eingegangen 11. November 1902.)

Galileo Ferraris, Wissenschaftliche Grundlagen der Elektrotechnik. 8°. XII u. 358 S. mit 161 Figuren. Leipzig, B. G. Teubner. 1901. Gebunden 12 M.

Ferraris' Name ist für alle Zeiten mit dem Gebiete verknüpft, das er geschaffen hat, dem Gebiete der mehrphasigen Wechselströme. Im Jahre 1888 hat er deren magnetische Wirkungen zum ersten Male in abgeschlossener Form gegeben.

Die Vorlesungen, die dieser Klassiker der Wechselstromelektrotechnik in dem Roy. Museo industriale in Turin gehalten hat, hat Herr L. Finzi ins Deutsche bearbeitet. W. Kohlrausch schickt ein einleitendes Vorwort voraus.

In der That, das Buch ist eine vortreffliche Bereicherung der deutschen elektrotechnischen Litteratur. Es fehlt uns ja keineswegs an Handbüchern, Lehrbüchern, Kompendien, Spezialwerken, Einzeldarstellungen etc., eine Sintflut von elektrotechnischer Litteratur strömt mehr verwässernd wie bewässernd alljährlich über das Land. Aber Bücher, wie dieses sind selten dazwischen und dieser vom Auslande herübergeleitete Strom trifft noch immer auf viel durstigen Boden.

Der Stoff des Buches ist exakt und streng wissenschaftlich dargeboten. Ferraris leitet den Blick klar in die Tiefe und lehrt die Bewegung der Oberfläche von dort her begreifen, die technischen Anwendungen von ihren wissenschaftlichen Wurzeln.

Kurz gesagt haben wir ein Lehrbuch der mathematischen Elektrizitätslehre, aber derart, wie es der wissenschaftliche Elektrotechniker braucht. Und darum erfüllt es ebenso bei dem Physiker eine Mission.

Das erste Kapitel führt in allgemeiner Weise in die Definitionen und Sätze der Vektorenlehre ein; im zweiten und dritten Kapitel folgen die Spezialisierungen auf elektrische und magnetische Vektorgrössen. Das vierte Kapitel handelt vom Elektromagnetismus, einschliesslich der Induktion. Das fünfte Kapitel behandelt in äusserst eleganter und fasslicher Weise die veränderlichen Ströme. Im sechsten Kapitel wird die Fortpflanzung der elektromagnetischen Schwingungen und was damit zusammenhängt, angeschlossen. Hier wird zu Maxwells Gleichungen und seiner elektromagnetischen Lichttheorie vorgedrungen und schliesslich noch der Hertzschen Versuche, sowie der Poyntingschen Energiewanderungstheorie gedacht.

Ein Anhang bringt allgemeine Bemerkungen über die elektrischen und magnetischen Masseinheiten.

Klarheit, Einfachheit und Eleganz der Behandlung sind die Vorzüge, die auch W. Kohlrausch an dem Buche hervorhebt. Es umkleidet die abstrakte Theorie mit einem ungemein lebendigen Gewande, ohne sie je zu verschleiern.

Die Ausstattung und äussere Gliederung ist eine vortreffliche und sehr übersichtliche.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 22. November 1902.)

F. Kohlrausch, Die Energie oder Arbeit und die Anwendungen des elektrischen Stromes. gr. 8. 77 Seiten. Leipzig, Duncker & Humblot. 1900. 2,40 M.

Die bekannte Entscheidung des Reichsgerichtes in Sachen des Diebstahls von Elektrizität und die darauf erfolgte Gesetzgebung hat wieder einmal in besonders eindringlicher Weise auch für die weiteren Kreise das Bedürfnis gepredigt, über die Grundanschauungen der modernen Physik eine klare Vorstellung zu gewinnen. Kein geringerer als F. Kohlrausch ist diesem Bedürfnisse mit dem vorliegenden Werkchen entgegengekommen und es liegt gewiss nicht an der meisterhaften Darstellung, wenn die Vorstellungen der juristischen Kreise in Bezug auf physikalische Dinge auch in Zukunft noch viel zu wünschen übrig lassen. Denn ich fürchte, die Schrift wird nicht so in den betreffenden Kreisen durchgearbeitet werden, wie sie es verdient und wie die Schwierigkeit der Begriffe es auch bei solcher Klarheit der Darstellung erfordert. Für den Physiker ist die Lektüre ein Genuss: Wie der Energiebegriff

herausgemeisselt und von seinen verschiedenen Seiten präsentiert wird, wie das Energieprinzip nacherlebt und in Fleisch und Blut übergeführt wird; wie dann den Wandlungen nachgegangen wird, welche die elektrische Energie in ihren mannigfachen Bethätigungen als Dienerin der Kulturmenschheit erfährt; und wie sie in Mass und Zahl gebannt wird. Die ganze grosse Summe unserer Kenntnisse ist hier geistvoll klar und bei aller Strenge — ich möchte sagen — wie selbstverständlich dargeboten.

Ein Endkapitel behandelt in direktem Bezug auf die juristischen Entscheidungen die Frage: Inwiefern kann die Energie eine Sache genannt werden? Das Ergebnis kann für den Physiker nicht zweifelhaft sein: „Energie" hat alle Eigenschaften, die sie zu einer „Sache" im Sinne des Strafgesetzes stempeln. Also möge die Gesetzgebung nicht zögern, die nötigen Konsequenzen zu sanktionieren. Trotz dieser bedeutsamen Mahnung und ihrer vortrefflichen Begründung in Kohlrauschs Buch wird es wohl noch lange dauern, bis die Juristen die „Energie" in ihren Begriffsschatz aufnehmen. H. Th. Simon.

(Eingegangen 22. November 1902.)

Ernst Ruhmer, Neuere elektrophysikalische Erscheinungen. Nach zahlreichen Einzelveröffentlichungen zusammengestellt. gr. 8. IV u. 163 Seiten mit 171 Abbildungen. Berlin, Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker". 1902. 4 M.

Den Lesern dieser Zeitschrift ist die Gabe bekannt, mit der der Verfasser versteht, die Kernpunkte neuer technisch-physikalischer Erfindungen darzulegen und auch die kompliziertesten Mechanismen von Apparatsystemen übersichtlich in ihrer Wirkungsweise zu erläutern. Sind doch fast die meisten der hier zusammengefassten Artikel ähnlich zuerst in der Physikalischen Zeitschrift erschienen. Auf grosse Vollständigkeit und wissenschaftliche Tiefe wird weniger Gewicht gelegt, mehr die Erfindung ist es, die interessiert, als der wissenschaftliche Boden, auf dem sie gewachsen ist. Und mit dieser Art von feuilletonistisch-technischer Darstellung wird sicher das Bedürfnis vieler besser befriedigt, als mit langen Erörterungen über das Warum und Woher, sodass das Büchlein auf einen dankbaren Leserkreis rechnen darf.

Behandelt werden I. Fortschritte auf dem Gebiete der Telegraphie, wo der Mehrfach-Typendruck-Telegraph von Baudot den Lesern dieser Zeitschrift neu sein wird; II. Telegraphie ohne Draht mittels elektrischer Wellen, wo Turpains Duplex-Telegraphie und die simultane Telephonie und Telegraphie mittels elektrischer Wellen auf derselben Linie weniger bekannt sind; III. Zickler-Telegraphie mit ultraviolettem Lichte; IV. Fortschritte auf dem Gebiete der Telephonie; V. Das sprechende Licht; VI. und VII. Über das Selen und die Telephonie ohne Draht; VIII. Das Problem des elektrischen Fernsehens, wo es sich einstweilen lediglich um Zukunftsmusik handelt. IX. Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen. X. Fortschritte der Beleuchtungstechnik.

Auch der Physiker wird sich demnach über manche interessante Anwendung seiner Arbeit informieren können, obschon leider Quellen so gut wie nie genannt werden.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 22. November 1902.)

J. Pircher, Über die Haarhygrometer. Zum Jubiläum der k. k. Centralanstalt für Meteorologie und Magnetismus in Wien. gr. 4. 34 S. Wien, Carl Gerold's Sohn. 1901. 2,20 M.

Bei Beginn des vorigen Jahrhunderts stand unter den physikalischen Instrumenten das Hygrometer mit im Vordergrunde des Interesses. Namentlich als Saussure dem Haarhygrometer die nach ihm benannte Form und Bauart gab und es dadurch zu einem brauchbaren Feuchtigkeitsmesser umschuf, boten die mit ihm erhaltenen Resultate die Unterlagen für jene bekannten Streitschriften über die „Theorie des Regens".

Einer der Führer in diesem Streite war der Göttinger Physiker Lichtenberg. Seitdem hat sich die weitere Entwicklung des Haarhygrometers zum grössten Teile in Göttingen vollzogen. Es war Klinkerfues, der zusammen mit dem Göttinger Fabrikanten Lambrecht um die Mitte des vergangenen Jahrhunderts eine Reihe neuer Typen von Haarhygrometern erdachte, von denen das heute sogenannte Lambrechtsche „Polymeter" inzwischen eine solche Vollendung erreicht hat, dass es im Begriffe steht, das bisherige meteorologische Stationsinstrument nach Koppe — zunächst im österreichischen Dienste — zu verdrängen. Die vorliegende Arbeit ist wohl für den Entschluss massgebend gewesen, obwohl das Koppesche Instrument aus der Prüfung ebenfalls gut hervorgeht. Entscheidend war schliesslich, dass Lambrechts Hygrometer nicht nur den Indexfehler zu beseitigen ermöglicht, sondern auch eine Korrektion des Ganges vornehmen lässt.

Die Untersuchung stützt sich auf Vergleiche des Haarhygrometer, mit dem ventilierten, dem nicht ventilierten und dem Aspirationspsychrometer von Assmann und dem Alluardschen Kondensationshygrometer. Besonderer Bedacht wurde auf die Einstellungsgeschwindigkeit und die Ermittelung des Einflusses direkter Sonnenstrahlung gelegt.

Die Resultate der Untersuchung, soweit sie nicht speziell meteorologischen Interesses, sind die folgenden:

Der mittlere Fehler justierter Haarhygrometer betrug höchstens 3%; Temperatur und Windgeschwindigkeit haben nur bei direkter Sonnenstrahlung Einfluss; die Angaben unter 0^0 sind so zuverlässig, wie die über 0^0; das Haarhygrometer ist dem Psychrometer, wenn nicht vorzuziehen, so doch wenigstens gleichzustellen.

Die Arbeit enthält eine vollständige Theorie sowohl der Haarhygrometer von Koppe und Lambrecht, als auch eine der hygroskopischen Haarausdehnung selbst.

Potsdam. A. Nippoldt jun.

(Eingegangen 2. Dezember 1902.)

Gustave Robin, Oeuvres scientifiques. Thermodynamique générale. Paris 1901. 271 Seiten.

Gustave Robin, dessen Name bisher mehr den Mathematikern als den Physikern bekannt war, hat nur zwei ganz kurze Notizen thermodynamischen Inhalts veröffentlicht. Man ist daher erstaunt, aus der Vorrede zu den nach seinem Tode herausgegebenen Vorlesungen zu erfahren, dass die Thermodynamik das Gebiet war, dem er sich während seines ganzen Lebens mit der grössten Hingabe gewidmet hat. Aber fast alle seine Aufzeichnungen hat er verbrannt. Er war ein strenger Kritiker an fremden, noch strenger vielleicht an seinen eigenen Entwicklungen. Dass er aber nicht bloss Kritiker war, sondern auch wertvolles Neues und Eigenes zu schaffen verstand, dafür liefert seine Thermodynamik den besten Beweis. Um so mehr wird man es bedauern, dass so wenige seiner Arbeiten uns erhalten sind.

Der Band, der vor uns liegt, Thermodynamique générale überschrieben, ist von Robins Schüler, Louis Raffy, nach den Vorlesungen, die der Verfasser verschiedenemale über das Thema gehalten hat und nach einigen hinterlassenen Schriftstücken bearbeitet worden. Diese Art der Entstehung macht es begreiflich, dass es an einigen Stellen nicht vollständig gelungen ist, die Darstellung einheitlich und den Aufbau konsequent zu gestalten; so begegnen wir z. B. dem Begriff des mechanischen Wärmeäquivalents, bevor definiert ist, was darunter verstanden wird. Das letzte Kapitel, ein Abdruck einer vom Verfasser im Jahre 1879 verfassten Notiz steht in keiner Beziehung zum übrigen Inhalt des Buches; denn es enthält molekulartheoretische Betrachtungen, die in allen übrigen Teilen vollständig vermieden sind. Es ist vom erkenntnistheoretischen Standpunkt nicht uninteressant zu ersehen, wie der Verf. die speziellen molekularen Vorstellungen, die ihn im Anfang seiner Laufbahn leiteten, später vollständig verlassen hat.

Dagegen ist die Entwicklung der thermodynamischen Hauptsätze ein vollkommen abgerundetes, streng logisch aufgebautes Ganzes. Man erkennt überall die ausserordentliche Liebe und Gründlichkeit, mit der sich der Verf. in seinen Gegenstand vertieft hat. Das Bemühen, jeden Schatten von Ungenauigkeit und Unklarheit aus der Darstellung zu entfernen, veranlasst ihn, Wege einzuschlagen, die von denen anderer Forscher vielfach vollkommen verschieden sind. Nichts ist von anderen übernommen, alles geprüft, umgedacht und umgestaltet. Dadurch wird es ungemein anregend, dem Verf. auf seinen Wegen zu folgen und unter seiner Führung den verschlungenen Gedankengang der Thermodynamik noch einmal durchzudenken. Schon die Axiome, die zur Ableitung der beiden Hauptsätze an die Spitze gestellt werden, unterscheiden sich von den sonst verwendeten. Beide werden wieder in zwei Grundsätze zerlegt. Beim Energiesatz bezieht sich das eine auf einen Kreisprozess, das zweite auf einen ungeschlossenen Prozess. Die zwei Prinzipien, auf welche der Carnotsche Satz aufgebaut wird, schliessen sich am nächsten an die Fassung von Lord Kelvin an, ohne indes vollständig damit zu decken; das eine gilt für umkehrbare, das andere für nichtumkehrbare Vorgänge. Sehr gründlich wird die Definition der Umkehrbarkeit behandelt. Dabei wird unterschieden zwischen „renversable" und „réversible"; ersterer Begriff ist etwas weiter. Hier wie auch an manchen anderen Stellen kann man zweifelhaft sein, ob eine so weitgehende Zerlegung der Begriffe im Interesse der Strenge wirklich notwendig ist und ob nicht durch die vielen Details, die dadurch in den Vordergrund treten, der allgemeine Gedankengang zu sehr verdeckt wird. Es gilt dem Verfasser als Prinzip, nur experimentell messbare Grössen einzuführen. Dies veranlasst ihn, keine Differentialgleichung physikalischen Inhalts direkt anzusetzen, sondern dieselben immer aus den Integralgleichungen, in denen nur beobachtete Grössen vorkommen, abzuleiten. Dies führt ihn ferner dazu, die Arbeit ganz unabhängig vom Kraftbegriff auf eine sehr anschauliche Weise durch Hebung eines Gewichtes zu definieren. Endlich erklärt sich daraus, dass der Verfasser von den Begriffen der Energie und Entropie keinen Gebrauch macht, wodurch die Darstellung an manchen Stellen jedenfalls nicht an Kürze, aber auch kaum an Deutlichkeit gewinnt. — Nicht nur in den allgemeinen Entwicklungen, sondern auch in den speziellen Anwendungen treffen wir auf zahlreiche ganz

neue und eigenartige Ideen und Entwicklungen. Erwähnt sei hier besonders die bisher in dieser Form noch nicht gegebene Theorie der Explosionswelle, ferner die frühe Einführung und ausführliche Besprechung der thermodynamischen Funktionen, besonders der freien Energie, die der Verfasser „Potentiel interne" nennt und dadurch, dass er die von Helmholtz über die Wahl der Parameter gemachten Voraussetzungen fallen lässt, in etwas allgemeinerer Weise behandelt. — Auch sonst finden sich manche Hinweise auf Probleme der physikalischen Chemie und zeigen von dem Interesse der Verfasser für den Gegenstand. Die Vorlesungen, die er hierüber im Jahre 1896 an der Faculté des sciences gehalten hat, sollen ebenfalls demnächst herausgegeben werden; man darf dem Erscheinen derselben mit grösstem Interesse entgegen sehen.

V. Rothmund.

(Eingegangen 5. Dezember 1902.)

E. Holm, Das Objektiv im Dienste der Photographie. Mit zahlreichen Textfiguren und Aufnahmen. 8⁰. 142 S. Berlin, Gustav Schmidt. 1902. M. 2,—.

Ich würde keinen Augenblick anstehen, dieses Buch als das beste Elementarbuch über photographische Optik zu bezeichnen, das ohne jede Formel, einfach durch Figuren in das Wesen des Objektivs einführt und, da Formeln immerhin nicht bloss für die gewöhnlichen Amateure ein heikler Fall sind, wohl auch die so notwendigen optischen Kenntnisse verbreiten könnte. Niemals wurde die Abbildung in so ausgedehntem Masse zur Illustration des Textes herangezogen, niemals die Auswahl so geschickt getroffen, wie in diesem fabelhaft billigen Buche. Aber in dieser Billigkeit liegt mein Einwand: alle Illustrationen hat Goerz geliefert, das Buch wird zu einem erläuterten Katalog dieser Firma. Kein anderes Objektiv, keine andere Kamera wird genannt. Herr v. Hoegh hat nach der wissenschaftlichen, Herr Goerz nach der kaufmännischen Seite hin die deutsche Optik unendlich gefördert, und nichts soll uns ferner liegen, als ihre Verdienste zu schmälern. Aber sozusagen, vor und neben den Goerzschen Fabrikaten gab und giebt es andere gleichwertige, so dass heute die Frage nach dem besten Fabrikat fast nicht beantwortbar ist, auch wenn man sich auf denselben Typ beschränkt. Die zuerst von Herrn v. Hoegh durchgeführte Verteilung gleichmässiger mittlerer Schärfe über das ganze Bildfeld des Doppelanastigmaten hat bekanntlich den grössten Anklang beim Publikum gefunden, und diesen Objektiven einen Absatz verschafft, der alle anderen übertrifft; aber das berechtigt nicht, die anderen, nach anderen Absichten gebauten Objektive einer Besprechung für minder würdig zu halten. Und auch der Grund, dass die Objektivarten einer Firma sich leichter in ein Gesamtbild einordnen lassen, ist nicht stichhaltig; zwischen Goerzschen Aplanaten und Anastigmaten ist derselbe Unterschied, wie etwa zwischen Steinheilschen. Es wäre wohl besser gewesen, das Buch von Haus aus unter richtiger Flagge segeln zu lassen; dazu wäre Goerz zu beglückwünschen gewesen; die Bemerkung im Vorwort soll zwar Missverständnisse für den Kundigen beseitigen; halten wir uns also vor Augen, dass wir es mit einem einseitigen Katalogstext zu thun haben, so verdient das Buch alles Lob.

E. Englisch.

(Eingegangen 12. Dezember 1902.)

J. M. Eder, System der Sensitometrie photographischer Platten. IV. Abh. (Sitzber. Wien. Ak. math.-naturw. Kl. C II, IIa 1902.)

Die Reaktionsmaxima der durch Eosinsilber gefärbten Bromsilbergelatineschichten liegen bei direkter Schwärzung bei langer und bei Entwickelung bei kurzer Belichtung annähernd an derselben Stelle des Spektrums und unterscheiden sich in ihrer Lage gegeneinander bis zu 6 $\mu\mu$. Die Versuche wurden mit einem Prismenspektrographen und Sonnenlicht durchgeführt, und um sichtbare Schwärzung zu erhalten, war eine wenigstens 10^4 mal längere Belichtung nötig, als zur Entwickelbarkeit (man befindet sich also ganz zweifellos im Solarisationsgebiet; dafür spricht auch, dass die direkte Schwärzung beim Fixieren bis auf den bekannten Solarisationsschleier verschwindet; Ref.). Natürlich zeigte sich ein Unterschied, ob eine Bromsilberplatte mit Andresens Rhodamin B und Natriumnitrit optisch sensibilisiert wurde, oder ob der Farbstoff der mit überschüssigem Silbernitrat gefällten Emulsion zugesetzt wurde. Ausser für Rhodamin gilt der Edersche Satz für Cyanin in starker Konzentration, Formylviolett, Cyklamin und Chinolinrot, nicht aber für Alizarinblaubisulfit.

E. Englisch.

(Eingegangen 12. Dezember 1902.)

N. Umow, Ein Versuch, die magnetischen Typen des Erdmagnetismus zu ermitteln. S.-A. aus Bull. Soc. Imp. des Nat. Moskau 1901. 8⁰. 71 Seiten und 10 Karten.

Es liegt die Vermutung nahe, dass die scheinbar unregelmässige Verteilung der magnetischen Gleichgewichtslinien über die Oberfläche unseres Planeten das Resultat der Übereinanderlagerung eines anormalen über einen normalen Anteil ist. Verschiedene Forscher

haben daher eine Trennung beider vorzunehmen versucht. Tillo und Bezold erwarteten die normale Magnetisierung um eine Achse parallel der Rotationsachse der Erde; sie bildeten Mittelwerte des Potentials für Breitenkreise und fanden so eine später von Bezold als „empirisch normal" bezeichnete Magnetisierung. Für sie ist $v/R = g^{1,0} \sin \varphi$, wo $g^{1,0}$ der erste Koeffizient des ersten Gliedes der Gaussschen Reihe. L. A. Bauer berücksichtigte das ganze erste Glied, d. h. auch die Koeffizienten $g^{1,1}$ und $h^{1,1}$ und nannte diesen Anteil den normalen. Seine Achse ist um ca. 12° gegen die Rotationsachse geneigt. Es wäre jedoch denkbar, dass auch die höheren Glieder normale Typen enthalten. Daher sucht der Verf. dem ganzen Verfahren eine genauere Fassung zu geben und die Begriffsbestimmungen exakter vorzunehmen.

Um die verschiedenen Anteile voneinander zu trennen, bedient er sich einer eigenartigen Projektion durch den Vektor des erdmagnetischen Feldes. Denkt man sich eine die Erde durchschneidende Ebene, so bildet dieser Vektor die Erdoberfläche eindeutig auf sie ab. Der Bildpunkt ist durch seinen von der Erdachse aus gezählten Radius vector und dessen Azimut gegeben. Beide Grössen berechnen sich aus der Komponente des Erdmagnetismus parallel der Erdachse, der Tangente des Breitenkreises und seiner anderen Normalen. Nicht auf jeder Ebene ist die Abbildung einer beliebigen Vektorenverteilung eine kontinuierliche, doch giebt es zum mindesten eine, wo dies der Fall ist; solche Ebenen nennt der Verf. „kritische". Sie sind dadurch definiert, dass an einigen Punkten des in ihnen gelegenen Breitenkreises die auf ihnen senkrechte Komponente Null wird. Das Bild des Kreises ist dann eine geschlossene, in seiner Ebene liegende Kurve.

Wäre die Erde um ihre Rotationsachse homogen magnetisiert, so wäre z. B. die Komponente parallel der Erdachse $\S = kR\,(1 - 3 \cos^2 u)$, also Null für $u_1 = \pm\frac{1}{\sqrt{3}}$, wo u_1 die Breite der kritischen Ebene wäre. Demnach existieren deren zwei. Ergiebt eine Projektion durch den Erdmagnetismus thatsächlich in diesen Breiten je eine kritische Ebene, so existiert in der Verteilung ein normaler Typus um die Rotationsachse. Die Abbildung des Breitenkreises u_1 durch den normalen Teil allein wäre dann ein ihm paralleler Kreis vom halben Radius. Die Abweichungen der wahren Projektion von dieser normalen definiert die Abweichung vom Typus. Es ist die nächste Aufgabe, zu ergründen, ob in dem überbleibenden Felde ein weiterer normaler Typ verborgen.

Thatsächlich wird nun die der Erdachse parallele Komponente auf zwei schmalen Gebieten Null die um $u_1 = \pm 35^0 16'$ liegen. Verf. wählt daher diese Ebene als Bildebene und veranschaulicht in drei Karten die Verzerrungen und Verschiebungen, welche die Bilder der Breitenkreise durch den überbleibenden Teil erleiden. Es sind dies sehr instruktive, aber schwer zu beschreibende Darstellungen.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich mit den möglichen Typen einer beliebigen Verteilung. Ist diese in Kugelfunktionsdarstellung gegeben, so kann jedes Glied kritische Ebenen haben; z. T. sind sie identisch, so dass sie sich einem allgemeineren Typ unterordnen, auch können gewisse Ebenen willkürlich sein und ihre Lage erst aus den Zahlwerten der Koeffizienten berechnen. So z. B. sind $g^{1,1}$; $h^{1,1}$; $g^{2,1}$; $h^{2,1}$ beliebig, so existieren kritische Ebenen für $u_1 = u_1$; $\pi - u_1$; o und π, wovon nur zwei von der Grösse der Koeffizienten unabhängig sind. Für den speziellen Fall $g^{1,1} = g^{2,1} = h^{1,1} = h^{2,1} = o$ wird die Projektion des Breitenkreises auf die Ebenen u_1 und $\pi - u_1$ im Durchschnittspunkt der Erdachse mit der Ebene liegen: dann entspricht der Typus einer centrischen Verteilung, in jedem anderen Falle ist sie gegen die Erdachse excentrisch.

Verf. schreitet nun dazu, aus den Koeffizienten ΓH einer gegebenen Verteilung und $g\,h$ eines verborgenen Typus, die Koeffizienten $\gamma\,\chi$ der Restverteilung zu berechnen. Es ist $g^{n,m} = \Gamma^{n,m} - \gamma^{n,m}$. was der Reihe nach so oft anzuwenden, bis alle verborgenen Typen gefunden sind; solange die Restverteilung noch kritische Ebenen definieren lässt, solange enthält sie noch normale Magnetisierungen.

Der dritte Teil wendet die Methode auf den Erdmagnetismus an, was zu nachstehenden Resultaten führt.

In der Verteilung des Erdmagnetismus existiert der deformierte Typus $\cos u_1 = \frac{1}{3}$ mit den Koeffizienten $g^{1,0}$; $g^{2,0}$; $g^{3,0}$; $g^{4,0}$, der sich auf eine centrische und eine die Deformation bedingende excentrische Magnetisierung zurückführen lässt. Erstere ist die Bezoldsche empirisch normale Magnetisierung. Der excentrische Teil stellt die Ursache dafür vor, dass die Verbindungslinie der magnetischen Pole kein Erddurchmesser ist. Ein weiterer Typus wird durch eine systematische Ost-Westverteilung dargestellt. Die Restverteilung hat als kritische zwei Tangentialebenen an die geographischen Pole.

Das Gesamtresultat ist also: es besteht, wie schon Bauer gezeigt hatte, eine äquatoriale und eine Magnetisierung um die Erdachse, die eben, beide kombiniert, zu der Bauerschen Definition des normalen Feldes führen, und

ein excentrischer Typus, welcher die anormale Magnetisierung erklärt. A. Nippoldt.

(Eingegangen 19. September 1902).

R. Sleeswijk, Der Kampf des tierischen Organismus mit der pflanzlichen Zelle. gr. 8. 139 S. mit 10 Figuren im Text. Amsterdam 1902. In Kommission bei K. F. Koehler in Leipzig. 3 M.

Ausgehend von dem Grundsatz, dass alle Thätigkeiten der lebenden Zelle mit osmotischen Vorgängen im Zusammenhange ständen, versucht das Buch eine einheitliche Theorie der bei bakteriellen Krankheiten des Tierkörpers auftretenden Erscheinungen zu geben, es will vor allem den Nachweis führen, dass sich der ganze tierische Organismus an diesem Kampfe gegen die pflanzliche „Zelle", die Bakterie, beteilige.

Jeder Reiz, so meint der Verfasser, affiziert nicht nur die Zelle, welche er gerade trifft. Die durch ihn verursachte osmotische Störung teilt sich auch den benachbarten Zellen mit, pflanzt sich schliesslich durch den ganzen Tierkörper fort. Eine wichtige Rolle in diesen Prozessen weist Sleeswijk dem Nervensystem, speziell den markhaltigen Nervenfasern zu. Im grössten Teile ihres Verlaufes durch die Markscheide gegen äussere elektrische und osmotische Einflüsse isoliert, an (ihren) beiden Enden durch eine semipermeable Wand gegen ihre Umgebung abgeschlossen, sollen die Neuronen mit den Gewebezellen, nach denen sie hin verlaufen, in kinetisch osmotischem Gleichgewicht stehen und bei Störungen dieses Gleichgewichtes einen Ausgleich vom Centralorgan her veranlassen.

Dass mit diesen osmotischen Vorgängen auch elektrische Hand in Hand gehen, ist wohl anzunehmen. — Der Verfasser glaubt dann weiter, die Maxwellschen Vorstellungen über Elektrizität auf die Bewegung der Elektrizität in Elektrolyten übertragen zu dürfen. Jedes elektrolytische Ion soll bestehen aus mehreren Elektronen, deren Schwingungsart bestimmend für die des Ions ist.

Der elektrische Strom soll sich zusammensetzen aus verschiedenen elektromagnetischen Molekularbewegungen, die Elektronen des Leiters Träger dieser periodischen Bewegungen sein, die Leitfähigkeit eines Leiters abhängen von seinem Gehalt an „auf die Transversalschwingungen der passierenden elektromagnetischen Wellen resonierenden Elektronen". Die im tierischen Körper verlaufenden Elektrizitätsbewegungen denkt sich Sleeswijk demnach verlegbar „in mehrere distinkte regelmässige Gleichgewichtsstörungen verschiedener Periode". Die von ihnen ausgelösten biologischen Prozesse sollen beeinflusst werden von der Fähigkeit der im Elektrolyt zwischen den Zellen gelösten Substanzen, „bestimmte elektromagnetische Wechselwirkungen im Körper zu kräftigen oder zu schwächen". Eine derartige Fähigkeit schreibt der Verfasser den Bakterientoxinen zu. Sie sollen sich zwischen Neuronende und Gewebszelle interponieren, eine Art „physikalische Schirmwirkung" entfalten. Hierdurch sollen die vom Neuronende gelieferten „katalytischen" Reize gehemmt, eine Störung in der damit zusammenhängenden Dissimilations- und Assimilationsthätigkeit der betreffenden Gewebezellen herbeigeführt werden. Die bei diesen Störungen auftretenden anormalen Stoffwechselprodukte, im ersten Falle von der affizierten Zelle unvollständig dissimilierte Stoffe, im andern Falle von alternistisch funktionierenden Zellen für die Assimilation vorbereitete, aber von den angegriffenen Zellen nicht aufgenommene Produkte sollen eine Affinität zu den Toxinen besitzen, als Antitoxine wirken. — Das Buch geht dann noch näher darauf ein, wie die Wirkung dieser Antitoxine zu denken ist und wie ihre Produktion vom Centralorgan aus geregelt wird, es berührt dann weiter das Verhalten der Leukocyten und erläutert zum Schluss noch die Immunitätsfrage.

Mit einer eingehenden Berücksichtigung der einschlägigen Litteratur geschrieben, bietet die Schrift schon durch die Übersicht, welche sie über verschiedene Zweige der Bakterienforschung giebt, mancherlei Interessantes. Der zu Grunde liegende Gedanke, dass die Bakterie im Kampfe gegen einen so fein „regulierten Reaktionsapparat", wie den tierischen Organismus, im Nachteil ist, da sie ihre Stoffwechselprozesse nur in bestimmter Richtung entfalten kann, nur gleiche Individuen zu erzeugen vermag, erscheint gut durchgeführt. Ob allerdings die gemachten Voraussetzungen sämtlich zutreffen, bleibe dahingestellt. Jedenfalls erscheint mir die vom Verfasser geäusserte Meinung, hier habe die Biologie den Beweis für die Richtigkeit seiner oben erwähnten Anschauungen über die Natur des elektrischen Stromes erbracht, weil er auf diesen fussend zu Ergebnissen, völlig mit der Immunitätsforschung übereinstimmend, gelangt, als unhaltbar. H. Müller.

(Eingegangen 19. Februar 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Dozent der Chemie und Leiter des Laboratoriums des Physikalischen Vereins, Professor Dr. Martin Freund, zum etatsmässigen Ordinarius für Chemie an der Akademie für Sozial- und Handelswissenschaften zu Frankfurt a. M. (unter Beibehaltung seiner Thätigkeit am Physikalischen Verein), der Oberingenieur der Akkumulatorenwerke System Pollak, Aktiengesellschaft, in Frankfurt a. M., Edwin Hauswald, zum o. Professor für Maschinenbau an der Technischen Hochschule in Lemberg, der Oberingenieur der Firma Siemens & Halske in Wien, Wolfgang Wendelin zum Dozenten für Elektrotechnik an der Bergakademie in Leoben.

Es habilitierten sich Professor Dr. K. Garparolli Edler v. Turnlackh als Privatdozent für Chemie an der Universität Wien und Dr. L. Rohrer-Budapest für physikalische Chemie, Dr. Epstein-Strassburg für Mathematik, G. Landesen-Dorpat für Chemie, Dr. K. Schwalbe-Darmstadt für organische Chemie, Dr. W. A. Roth-Berlin für Chemie, Dr. W. Borsche desgl. in Göttingen.

Der Privatdozent Dr. Gockel-Freiburg i. Schw. wurde zum a. o. Professor der Physik, der Abteilungsvorsteher bei dem Meteorologischen Institut, Dr. Reinhard Süring und die ständigen Mitarbeiter bei derselben Anstalt, Dr. Georg Lachmann und Dr. Theodor Arendt, zu Professoren ernannt.

Dr. G. Kutschera-Darmstadt wurde die Venia legendi für das Fach der Physik an der dortigen Technischen Hochschule erteilt.

Dem Privatdozenten der Chemie an der Universität Berlin Dr. Oskar Emmerling und dem Abteilungsvorsteher am ersten Chemischen Institut an der gleichen Universität Dr. Otto Ruff wurde das Prädikat „Professor" beigelegt.

Der o. Professor der Chemie und Direktor des physikalisch-chemischen Instituts der Universität Leipzig, Dr. Wilhelm Ostwald, ist für die beiden nächsten Semester von der Verpflichtung zur Abhaltung von Vorlesungen entbunden und mit seiner Vertretung interimistisch die Privatdozenten Dr. Robert Luther und Dr. Max Bodenstein beauftragt worden.

Tagesereignisse.

Der hundertjährige Geburtstag Doves wird von der Deutschen meteorologischen Gesellschaft feierlich begangen werden. Auf Anregung des Herrn Dr. Cassner ist dazu eine Kommission gewählt worden, welcher die Herren Geh. Rat Professor Hellmann (der einzige noch lebende Meteorologe, der unter Dove gearbeitet hat), Geh. Rat Professor Dr. Assmann, Professor Dr. Sklarek und Geh. Rechnungsrat Behre angehören. Die Deutsche meteorologische Gesellschaft wird eine Festsitzung veranstalten und beabsichtigt ferner, ein dauerndes Andenken an den Gelehrten zu schaffen.

Briefkasten.

Gedächtnisbibliothek für Henry A. Rowland.

Zur dauernden Erinnerung an den verstorbenen Professor Rowland und zur Erhöhung der Leistungsfähigkeit des physikalischen Laboratoriums der Johns Hopkins Universität hat ein früherer Schüler eine erhebliche Summe freigebig zur Verfügung gestellt, mit deren Hilfe eine Spezialsammlung von Büchern, Einzelschriften und anderen Veröffentlichungen aus dem Gebiete der Strahlung und der Spektroskopie gegründet werden soll. Diese Sammlung soll den Namen „Henry A. Rowland Gedächtnis-Bibliothek" führen und im physikalischen Laboratorium der Universität ihre Aufstellung finden.

Um diese Sammlung vollständig zu gestalten und ihr einen dauernden Nutzen zu sichern, ist die Mitarbeit von Instituten, Laboratorien und Forschern notwendig. Wir hoffen sehnlichst, dass Veröffentlichungen, Bücher und Separatabdrucke, welche Spektroskopie und verwandte Gebiete betreffen, sowie Photographien von Spektren und Apparaten der Bibliothek jetzt und künftighin zugewiesen werden.

Sendungen sind zu adressieren an Joseph S. Ames, Direktor des physikalischen Laboratoriums, Johns Hopkins Universtität, Baltimore, Maryland, U. S. A.

An die Redaktion der Phys. Zeitschrift.

In den Statutenänderungsvorschlägen der deutschen Physikalischen Gesellschaft, welche, vom 21. Februar 1901 datiert, im Februar dieses Jahres verschickt wurden, heisst es auf der dritten Seite unten

In § 28 werden nach den Worten „Er tritt" folgende Worte eingeschoben

„auf die von seinem Vorsitzenden zu erlassende Einberufung".

Ich erlaube mir hierzu folgende Fragen: 1) Warum schreibt man eine solche respektwidrige Formalität besonders vor? 2) Sagt man nicht im gewöhnlichen Sprachgebrauch besser „Er pfeift etc.?"

Leipzig, 1. April 1903. Ergebenst G. H.

Logarithmische Rechentafeln für Chemiker.

Von F. W. Küster.

Mit der Vorbereitung der vierten Auflage der von mir herausgegebenen „Logarithmischen Rechentafeln für Chemiker" beschäftigt, wende ich mich auch diesmal wieder mit der Bitte an alle Fachgenossen aus Wissenschaft und Technik, mir behülflich zu sein, durch recht baldige Vorschläge über Erweiterung und Verbesserung der Tafeln, mein Büchlein zum allgemeinen Gebrauch immer geeigneter zu machen.

Schon bei der Bearbeitung der dritten Auflage war es mein Streben, die Bedürfnisse der Physiker und vor allem auch der Physikochemiker nach Möglichkeit zu berücksichtigen. In der vierten Auflage soll das, falls diesbezügliche Wünsche geäussert werden, in noch ausgedehnterem Masse geschehen. Schon mehrere hervorragende Physiker, in erster Linie auch Herr Präsident Kohlrausch, haben mir ihre Unterstützung hierin zugesagt und gewährt.

Wenn der rasche Absatz der letzten Auflagen des Büchleins auch seine grosse Verbreitung beweist, so hat mich der Wunsch, seinen Inhalt zur gemeinsamen, einheitlichen Grundlage aller Rechnungen der Chemiker und Physikochemiker zu machen, doch veranlasst, mit der „Atomgewichtskommission der deutschen Chemischen Gesellschaft" Fühlung zu suchen. Durch das freundliche Entgegenkommen, das ich bei dieser Kommission fand, ist es ermöglicht worden, dass ich die „Logarithmischen Rechentafeln für Chemiker" in Zukunft im Einverständnis mit der Atomgewichtskommission der deutschen Chemischen Gesellschaft herausgeben werde.

Ich schliesse mit der nochmaligen dringenden Bitte an alle Physiker, Physikochemiker und Chemiker, mir doch umgehend ihre Verbesserungs- und Erweiterungsvorschläge zugehen zu lassen. Sie werden, wie auch früher, so weit als irgend möglich mit bestem Danke berücksichtigt werden.

Clausthal i. Harz, März 1903.

(Eingegangen 11. März 1903.)

Vorschläge

des wissenschaftlichen Ausschusses der Deutschen Physikalischen Gesellschaft für einheitliche Bezeichnungen, Benennungen, Definitionen und Regeln in der Physik.

Liste I.

1. Länge l
2. Masse . . . . m
3. Zeit . . . . t
4. Volumen v
5. Radius . . . . r



6. Fallbeschleunigung . . . . g
7. Druck (Kraft durch Fläche) . . . . p
8. Arbeit . . . . A
9. Kraft . . . . F
10. Trägheitsmoment . . . . K
11. Absolute Temperatur . . . . T
12. Wärmeausdehnungskoeffizient der Gase . . . . . α
13. Gaskonstante (auf das Molekulargewicht bezogen) . R
14. Wärmemenge . . . . Q
15. Innere Energie . . . . U
16. Entropie . . . . S
17. Wellenlänge . . . . λ
18. Schwingungszahl (in 2π Sekunden) . . . . . . n
19. Schwingungsdauer (der ganzen Schwingung) . . . τ
20. Lichtgeschwindigkeit (im luftleeren Raum) c
21. Magnetische Feldstärke . . . . $\mathfrak{H}$
22. Magnetische Induktion (Gesamtzahl der Kraftlinien geteilt durch Fläche) . . . . $\mathfrak{B}$
23. Magnetische Permeabilität . . . . μ
24. Intensität der Magnetisierung . . . . $\mathfrak{J}$
25. Magnetische Suszeptibilität . . . . $\varkappa$
26. Elektrische Feldstärke . . . . $\mathfrak{E}$
27. Elektrische Induktion . . . . $\mathfrak{D}$
28. Dielektrizitätskonstante . . . . ε
29. Kapazität C
30. Induktionskoeffizient L
(falls gegenseitige Induktion vorhanden, Selbstinduktionskoeffizient L_{11}, gegenseitiger Induktionskoeffizient L_{12})
31. Elektromotorische Kraft . . . . E
32. Stromintensität . . . . J
33. Widerstand . . . . W

Liste II.

1. Geschwindigkeit . . . . u, q
2. Dichte . . . . δ, k, s, ϱ
3. Spezifische Wärme . . . . γ, c
4. Verhältnis der spezifischen Wärmen . . . . $c_p/c_v = k$
5. Mechanisches Wärmeäquivalent . . . . $\mathfrak{J}$, j, $\mathfrak{A}$
6. Brechungsquotient . . . . ν
7. Fläche . . . . f
8. Flächendichte . . . . σ, s, ϱ
9. Horizontalkomponente des Erdmagnetismus . . . $H, \mathfrak{H}$
10. Magnetisches Moment . . . . $M, \mathfrak{M}$
11. Magnetismusmenge . . . . $\mathfrak{m}$
12. Elektrizitätsmenge . . . . $e, q,$
13. Potential . . . . V, φ

Berichtigung.

In dem thermodynamischen Aufsatze von K. v. Wesendonk im 12. Hefte des 4. Jahrganges dieser Zeitschrift muss es S. 332 heissen: Geht man hierbei auf isothermen und isentropischen Wegen vom Anfangs- zum Endzustand, so muss auf einigen der ersteren Wärme zugeführt werden. Gewinnt man bei der irreversibeln adiabatischen Veränderung Arbeit, so ist diese kleiner als bei der zweiten Art des Überganges mit geeigneten Isothermen. — Auch in der Anmerkung unten muss es heissen: so muss wegen $\int \frac{dQ}{T} < 0$ bei einigen der ersteren Wärme abgegeben, beim umgekehrten Verlauf also aufgenommen werden.

Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1903.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik II: Licht und Wärme, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise: Elektrische Schwingungen, elektromagnetische Lichttheorie, 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (m. Wien), tägl. — **Wien**: Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Wärme, Schall, Licht, 2; Theorie der Elektrochemie, 2. — **Polis**: Meteorologie II: Klimatologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie für Studierende des Wasserbau-Ingenieurfaches II, 1; Meteorologische Technik, 1; Übungen im meteorologischen Observatorium. — **Grotian**: Allgemeine Elektrotechnik, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum. — **Rasch**: Elektrische Starkstromanlagen, 2; Elektrische Arbeitsübertragung, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Herrmann**: Mechanische Technologie I, 3; Fabrikanlagen und Arbeitsmaschinen, 2, Zeichnen, 2. — **Weber**: Mechanische Technologie II, 4. — **Junkers**: Arbeiten im maschinen-technischen Laboratorium I, 1. — **Köchy**: Lokomotivbau I, 1, II, Zeichnen, 2; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Zeichnen, 2; Maschinenelemente, 4, Übungen, 5; Eisenbahnwagenbau, 2. — **Lüders**: Maschinenkunde I, 3, II, 6, Entwerfen, 6. — **Obergethmann**: Maschinenbau, 5, Übungen, 6; Maschinenkonstruieren, 6. — **Pinzger**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, II, 4, Zeichnen, 2; Kinematik, 2, Zeichnen, 2. — **Lutz**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 2; Maschinenskizzieren, Übungen, 2; Automobilbau, 2, Übungen, 2; Baumaschinen, 2, Übungen, 2. —

Bredt: Experimentalchemie: Organischer Teil, 6; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen**: Chemie der Metalle, 4; Anorganisches Praktikum (mit Clören, Fischer, Houben und Trenzen); Elektrochemisches Praktikum (mit Verwer). — **Rau**: Technische Chemie, 4; Entwerfen von industriellen Feuerungsanlagen, 2; Wärmetechnisches Praktikum, 3. —

Jürgens: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Algebraische Analysis, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Zeichnen, 2. — **v. Mangoldt**: Höhere Mathematik I: Integralrechnung und analytische Geometrie des Raumes, 6, Übungen; Elemente der analytischen Geometrie und der Differential- und Integralrechnung mit Übungen, 5. — **Sommerfeld**: Mechanik I, 4, Übungen, 1, II, 3, Übungen, 1. —

Universität Basel.

Hagenbach-Bischoff: Experimentalphysik I, 6; Behandlung physikalischer Aufgaben im mathematischen Seminar, 2 *g*; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Veillon), 2. — **VonderMühll**: Einleitung in die mathematische Physik, 5 (1 *g*), Übungen, 2 *g*; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 2 *g*. —

Piccard: Repetitorium der Chemie, 2 *g*. — **Nietzki**: Chemisches Vollpraktikum (mit Fichter und Rupe), tägl.; Chemie der aromatischen Verbindungen, 3. — **Kahlbaum**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen physikalischen Chemie I, mit historischer Einleitung, $1^1/_2$; Kolloquium über theoretische und praktische Chemie, 3 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Rupe**: Ausgewählte Teile der organischen Chemie, 2; Chemisches Kränzchen (mit Nietzki), 1 *g*. — **Fichter**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9; Organisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Nienhaus**: Pharmakognosie, 3; Pharmazeutische Chemie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 6; Mikroskopisches Praktikum, 2; Pharmazeutisches Kränzchen, 1 *g*. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, mit Übungen, 4; Technisch-analytisches Praktikum, tägl. —

Kinkelin: Algebraische Analysis, 3; Geometrische Anwendungen der Differentialrechnung, 3; Bestimmte Integrale, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Riggenbach**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen in Breiten- und Zeitbestimmungen, 2 *g*; Präzession und Nutation, 1. — **Flatt**: Liniengeometrie, 2. —

Universität Berlin.

E. Warburg: Experimentalphysik II: Elektrizität und Licht, 5, mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Praktische Übungen und Arbeiten im Laboratorium a) für Geübtere, tägl., b) für Anfänger (mit Blasius), 7, c) für Pharmazeuten (mit Starke), $3^1/_2$. — **Fock**: Einleitung in die Physik und Chemie, 1. — **Weinstein**: Über die Grundlagen der physikalischen Wissenschaften, 1 *g*; Einleitung in die mathematische Physik, 3. — **Planck**: System der gesamten Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen, 1 *g*. — **Krigar-Menzel**:

Theoretische Physik IV: Optik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Neesen**: Elementare Mechanik, 1 *g*. — **F. Martens**: Spektralanalyse und Photometrie (experimentell), 1. — **Lummer**: Ausgewählte Kapitel aus der Licht- und Wärmestrahlung, mit Experimenten, $1^1/_2$. — **Starke**: Über die elektrischen Entladungen in Gasen und ihre Begleiterscheinungen (Kathoden-, Röntgenstrahlen etc.), 1. — **Aschkinass**: Die Beziehungen sichtbarer und unsichtbarer Strahlen zur Elektrizität und zum Magnetismus (experimentell), $1^1/_2$. — **Slaby**: Einführung in die Elektrotechnik, mit Demonstrationen, 2. — **v. Ihering**: Maschinenkunde, 2, Übungen, 2. — **E. Meyer**: Theorie der Verbrennungskraftmaschinen, 2. — **Blasius**: Übungen im Anschluss an das physikalische Praktikum, 1 *g*; Physikalischer Kursus für Mediziner, $3^1/_2$. — **v. Bezold**: Theoretische Meteorologie: Thermodynamik der Atmosphäre, 2; Meteorologische Übungen, tägl.; Meteorologisches Kolloquium, 1 *g*. — **Less**: Praktische Witterungskunde, 2. —

Landolt: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen, tägl.; Physikalisch-chemische Arbeiten (mit Jahn), tägl. — **Will**: Geschichte der Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Chemie, 1 *g*. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Jahn**: Theoretische und experimentelle Elektrochemie, 3. — **Gabriel**: Qualitative und quantitative chemische Analyse, 2. — **W. Traube**: Qualitative chemische Analyse, 1. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1 *g*. — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Organische Experimentalchemie, 4. — **R. J. Meyer**: Chemie der selteneren Elemente, mit Experimenten, 2. — **H. Traube**: Mineralchemie, 1. — **Marckwald**: Stereochemie, 1. — **Emmerling**: Über Fermente, 1; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner, 10. — **Buchner**: Einführung in die organische Experimentalchemie, 3; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Fischer**: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen (mit Gabriel, Harries, Pschorr und Ruff), tägl. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, Farbstoffe, Alkaloide u. s. w., 5; Leitung experimenteller organisch-chemischer Arbeiten, tägl. — **Wohl**: Chemie der Kohlehydrate, 1. — **Spiegel**: Chemie der Alkaloide, 1; Über die Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und physiologischer Wirkung, rationelle Arzneimittelsynthese, 1. — **Harries**: Ausgewählte Kapitel aus der aliphatischen Chemie, 1. — **Thoms**: Grundzüge der Nahrungsmittelchemie und Harnanalyse, mit Experimenten, 1; Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 4; Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut, tägl. — **Garcke**: Pharmakognosie, 4. — **Biedermann**: Technische Chemie I: Die anorganischen Stoffe, mit Demonstrationen, 4; Über Steinkohlenteer und Teerfarbstoffe, 1 *g*. — **Wichelhaus**: Chemische Technologie I: Anorganische Stoffe, mit Experimenten und Exkursionen, 4, Übungen, tägl. — **Schotten**: Ausgewählte Kapitel der physiologischen und technischen Chemie, 2 *g*. — **Rosenheim**: Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer), tägl.; Praktische Übungen in der Gas- und Massanalyse, 3. — **Ruff**: Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. —

Knoblauch: Analytische Geometrie, 4; Theorie der partiellen Differentialgleichungen, nebst Anwendungen auf Flächentheorie und Mechanik, 4; Theorie der Strahlensysteme, 1 *g*. — **Lehmann-Filhés**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Schwarz**: Integralrechnung, 4, Übungen, 14tägig, 2; Ausgewählte Anwendungen der elliptischen Funktionen, 2 *g*; Variationsrechnung, 4; Mathematisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Schur**: Einleitung in die Theorie der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4. — **Landau**: Zahlentheorie II: Theorie der algebraischen Zahlen und der Ideale, 4; Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Theorie der Riemannschen Zetafunktion, mit Anwendung auf die Zahlentheorie, 1 *g*. — **Frobenius**: Theorie der algebraischen Gleichungen II, 4. — **Schottky**: Theorie der Abelschen Funktionen I, 4. — **Hettner**: Potentialtheorie, 2. — **Foerster**: Geschichte der griechischen Astronomie, 2; Theorie der Zeitmessung, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Fehlertheorie, 1 *g*. — **Marcuse**: Physik der Erde und ihre Beziehungen zur Astronomie, mit Lichtbildern, $1^1/_2$; Die Fehler der Sinneswahrnehmung bei Präzisionsmessungen, mit Lichtbildern, 1; Theorie und Anwendung astronomischer Instrumente, besonders für die Zwecke geographischer Ortsbestimmungen, mit Demonstrationen, $1^1/_2$; Übungen und Kolloquium betreffend Aufgaben der geographischen Ortsbestimmung und nautischen Astronomie, $1^1/_2$ *g*. — **Helmert**: Schwerkraft und Gestalt der Erde, 1; Über die Bestimmung der Figur der Erde, 1 *g*. — **Eggert**: Barometrische Höhenmessung, mit praktischen Übungen, 1. — **Bauschinger**: Einleitung in die Mechanik des Himmels, 3; Die Doppelsterne, 1 *g*; Berechnung der Fixsternephemeriden, $1^1/_2$ *g*. — **Pringsheim**: Physik der Sonne, mit Experimenten, 1 *g*. — **Scheiner**: Photometrie der Gestirne, 1; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g*. — **Battermann**: Über Äquatoreal und Heliometer, mit Übungen, 1. —

Technische Hochschule Berlin.

Paalzow: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übgn., 4, für Praktikanten der chemischen Laboratorien, 2; Mathematische Physik, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Masseinheiten und Messmethoden, 2; Physikalische Massbestimmungen und Messinstrumente, 4. — **Gross**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Einleitung in die mathematische Physik, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2. — **Rubens**: Experimentalphysik, 4; Übgn. im physikalischen Laboratorium (Physikalische Messungen), 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik I, 2; Elektromagnetismus und Induktion mit besonderer Berücksichtigung der Elektrotechnik, 4; Grundzüge der Elektrochemie, 2. — **Servus**: Theorie und Berechnung von Wechselstrommaschinen und Motoren, Drehstrommaschinen, 2; Photographische Optik, Berechnung von Objektiven, 2. — **Gleichen**: Photographische Optik und Anleitung zur Berechnung photographischer Objektive, 2; Einleitung in die Theorie der optischen Instrumente, 2 *g*. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe (Anwendungen der Kinematik), 2. — **N. N.**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 3. — **Rössler**: Wärmemechanik, Übungen, 18; Elektrische Bahnen, 2; Ausgewählte Kapitel der Elektrotechnik, 2; Fernleitung von Wechselströmen, 2. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektromechanik, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 36. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Beleuchtungstechnik und Anlagen, 2; Elektrotechnische Messkunde, 2. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Verkehrsunternehmungen II, 2; Elektrische Sicherheitstechnik für Starkstromanlagen und Bahnen II, 2. — **Kapp**: Bau der Dynamomaschinen und Transformatoren, 2, Übungen, 3. — **Fr. Vogel**: Wechselstromerzeuger, 2. — **Heinel**: Theorie, Konstruktion und Verwendung der Kälteerzeugungsmaschinen, Seminar, 2. — **Heyn**: Mechanische Technologie I, 2, II, 2, Übungen, 2; Zustandsänderungen der Metalle, 2 *g*. — **Hörmann**: Spezielle mechanische Technologie, 4; Werkzeugmaschinen, 4. — **Josse**: Übungen im Maschinenlaboratorium I, 1, Übungen, 4, II, 6, III, 10. — **Kammerer**: Hebemaschinen (Winden, Krahne), 4; Entwerfen von Hebemaschinen, 4. — **Leist**: Technik der Kälteerzeugung, 4; Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen, Übungen, 4; Dampfkessel, 2, Übungen, 4. — **Martens**: Materialienkunde mit Übungen in der mechanisch-technischen Versuchsanstalt (Spezieller Teil, selbständige Ausführung von Festigkeitsversuchen), 2, Übungen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **v. Borries**: Eisenbahn-Maschinenbau, Lokomotiven, Wagen, Allgemeines über Oberbau, 4, Übgn., 6; Unterhaltung der Betriebsmittel, Einrichtung und Betrieb der Werkstätten, 2; Eisenbahnmaschinenwesen (Lokomotiven, Wagen und mechanische Anlagen), 2. — **Franz**: Tiefbauelemente für maschinen-technische Anlagen, 2, Übungen, 4; Bauanlagen für kommunale Maschinenbetriebe im Zusammenhang mit wirtschaftlichen Berechnungen und mit technischer Verwaltung, 2, Übungen, 4. — **Reichel**: Maschinenelemente, Übungen, 4; Wasserkraftmaschinen, 2; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, Übungen, 4. — **Riedler**: Einleitung in den Maschinenbau (zeichnerische Darstellung von Maschinen, Masszahlen, Aufnahmen, Skizzen, graphische Darstellungen, Elemente des Maschinenbaues und des Maschinenbetriebes), 2, Übungen, 6; Arbeitsmaschinen (Pumpen, Gebläse, Kompressoren), Übgn., 4; Maschinenbau, 2, Übungen, 4. **Stumpf**: Dampfmaschinenbau, 4, Übungen, 8. — **Wehage**: Angewandte Mechanik, 4. — **Buhle**: Massentransport, 2; Maschinenkunde II für Archi-

tektur, 2, Übungen, 3, für Bauingenieurwesen, 4, Übungen, 4. — **Kassner**: Das Klima, mit besonderer Berücksichtigung Deutschlands, 1; Wettervorhersage, 1. —

v. Buchka: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittelanalyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie II: Metalle, 4; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. – **Herzfeld**: Zuckeruntersuchungen, Übgn., 2; Chemie der Ernährung der Pflanzen, 2. — **Holde**: Untersuchung der Mineralöle und übrigen Naphtaprodukte (Benzin, Petroleum, Schmieröl, Paraffin u. s. w.), 2; Chemisch-technische Materialienkunde organischer Stoffe, 2. — **v. Knorre**: Analytische Chemie (Qualitative Analyse), 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Angewandte Elektrochemie (Elektrometallurgie, Galvanostegie, quantitative Analyse durch Elektrolyse), 4. — **Liebermann**: Organische Chemie II: Aromatische Reihe, cyklische Verbindungen, Farbstoffe, Alkaloide u. s. w, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe**: Spektralanalyse mit Übungen, 2; Photochemie und photomechanische Prozesse, 2; Konstruktionstypen photographisch-optischer Instrumente, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, für Studierende der Photochemie, tägl.; Photographische Übgn. in den gebräuchlichen Prozessen, 16; Lichtpausübungen, 2 oder 4 wöchige Kurse. — **Traube**: Thermochemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Witt**: Chemische Technologie I, 4; Glas, Keramik. Apparatenkunde, 4; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Arndt**: Einführung in die physikalische Chemie, 2. — **Dolezalek**: Elektrochemische Messkunde, 1. — **Fröhlich**: Elektrotechnik für Chemiker I, 2. — **Junghahn**: Technologie der Proteïnstoffe: Albumine (Eiweiss, Casein, künstliche Nahrungsmittel u. s. w.), mit Exkursionen, 2. — **Jurisch**: Übgn. im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Über Luftrecht. — **Kühling**: Massanalyse, 2; Stöchiometrie, 1. — **Simonis**: Organisch-chemische Arbeitsmethoden, 1. — **Schoch**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Voswinckel**: Cykloparaffine Olefine mit besonderer Berücksichtigung der Naphtene, 1. — **Wolffenstein**: Neuere synthetische Arzneimittel, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Mechanik, 4. — **Hamburger**: Variationsrechnung, 2; Funktionentheorie, 2; Niedere Analysis und Algebra, 4. — **Hauck**: Darstellende Geometrie II, 5, Übgn., 5. — **Hertzer**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2: Theorie der Raumkurven und Flächen, 1. — **Jolles**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Hessenberg**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der Kegelschnitte, 2. — **Jahnke**: Einführung in die Vektoranalysis mit Anwendungen auf Mechanik und Elektrotechnik, 2: Repetitorium über ausgewählte Kapitel der Elementarmathematik, 2. — **R. Müller**: Differential- und Integralrechnung, 4. — **Steinitz**: Synthetische Geometrie I, 2, Übungen, 1, II, 2, Übungen, 1; Elemente der darstellenden Geometrie, 2, Übungen, 4; Analytische Geometrie, 2, Übungen, 1. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Optik, 6; Wärmelehre (Schluss), 1 *g*; Repetitorium der Physik, 2; Theoretisch-praktischer Kurs der Photographie, 4; Physikalisches Praktikum, 4. — **Gruner**: Mathematische Physik. — **König**: Der Bleiakkumulator, 1. —

Friedheim: Spezielle anorganische Chemie, 4; Qualitative und quantitative Analyse (Metalloide), 2; Chemische Technologie der Brennstoffe und landwirtschaftlichen Gewerbe, mit Exkursionen, 2 *g*; Anorganisch-chemisches Praktikum, tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Übungen in der technischen Gasanalyse, 3. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie, 6; Repetitorium der organischen Chemie, 1; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Schaffer**: Chemie der menschlichen Nahrungs- und Genussmittel, 2; Praktikum im Laboratorium für Nahrungsmitteluntersuchung. — **Tambor**: Einführung in die Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Repetitorium der carbo- und heterocyklischen Verbindungen, 1. — **Mai**: Anorganische Arbeiten; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2; Repetitorium der qualitativen Analyse, 1. —

Graf: Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Elliptische Funktionen mit Repetitorium, 3; Funktionentheorie, 2; Differentialgleichungen, 2; Differential- und Integralrechnung, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar (mit Moser), 1. — **Huber**: Sphärische Astronomie II, 2; Einleitung in die Theorie der algebraischen Flächen, 2. — **Sidler**: Über Ellipsenbogen, deren Differenz rektifizierbar ist, 2. — **Ott**: Differentialrechnung, 2; Analytische Geometrie I, 2. — **Benteli**: Elemente der darstellenden Geometrie, 4; Praktische Geometrie (Übungen auf dem Terrain), 3. — **Moser**: Die Intensitätsfunktion, 1—2. — **Crelier**: Géométrie synthétique dans l'espace, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik II: Elektrizität, Optik, 5; Physikalisches Laboratorium für Anfänger (mit Hagenbach und Konen), 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Kaufmann**: Wellenlehre und Optik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Lorberg**: Kinetische Gastheorie, 4; Elektronentheorie (mit Anwendung auf nicht-optische Phänomene), 2 *g*. — **Bucherer**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiet der theoretischen Physik mit Einführung in die Vektoranalysis, 1 *g*. — **Hagenbach**: Kinetische Gastheorie, 2. — **Pflüger**: Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizät, 1. — **Konen**: Physikalische Theorie der optischen Instrumente, 2: Ausgewählte Kapitel der Physik, 1 *g*. —

Anschütz: Experimentalchemie I: Allgemeine und anorganische Chemie, 5; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Partheil und Rimbach), tägl. ausser Sonnabend, für Mediziner, 4. — **Pauly**: Abkömmlinge der Kohlensäure, 1. — **Schroeter**: Cyklische Kohlenstoffverbindungen I: Aromatische Substanzen, 3. — **Rimbach**: Analytische Chemie II: Quantitative Analyse, 2; Übungen in der mikrochemischen Analyse, 2 *g*; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chem. Untersuchungsmethoden (mit Löb), 3 *g*; Polarimetrie und Refraktometrie und ihre Anwendungen in der Chemie, mit Übungen, 1. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, 5; Methoden der Arzneimittelprüfung I: Physikalische Untersuchungsmethoden und Identitätsreaktionen, 1; Chemie der menschlichen Nahrungsmittel, 1; Das Wasser, 1 *g*. — **Binz**: Chemische Technologie (organischer Teil), mit Exkursionen, 2. — **Laar**: Übersicht der photographischen Verfahren, 1. — **Löb**: Physikalische Chemie I: Die allgemeinen Eigenschaften der Stoffe, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 1 *g*; Physikalische Chemie für Mediziner, 1. —

Kortum: Unendliche Reihen, 2; Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4: Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Sommer**: Elemente der Idealtheorie, 2. — **Heffter**: Analytische Geometrie des Raumes, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie (vorzugsweise Perspektive), mit Zeichenübungen, 3. — **Lipschitz**: Anwendung der Infinitesimalrechnung auf die Theorie des Raumes, 4: Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Mönnichmeyer**: Geschichte der Astronomie, 1. — **Küstner**: Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer), tägl.; Definitive Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 3; Astronomisches Kolloquium, 1 *g*. – **Deichmüller**: Bestimmung der Figur der Erde, 1; Astronomisch-geodätische Arbeiten, zweimal wöchentlich; Ausgleichungsrechnung II: Praktischer Teil, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Weber: Physikalisches Praktikum (mit Prümm); Experimentalphysik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der mathematischen Physik, 2; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 1. — **Peukert**: Elektrotechnik, 4, Konstruktionsübungen, 2; Grundzüge der Elektrochemie, 2; Blitzableiter und elektrische Sprengmethoden, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Cruse), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Cruse). — **Franke**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren,

2; Berechnung und Bau der Dampfmaschinen, 3; Theorie und Konstruktion der Pumpen und Gebläse, 2; Maschinenkonstruieren III (mit Neugebohrn), 8. — **Friedmann**: Grundzüge des Maschinenbaues, 2; Maschinenelemente, 4; Theorie der Regulatoren, 2; Maschinenkonstruieren I (mit Wesemann), 8. — **Denecke**: Betriebsmittel für Strassen und Eisenbahnen, 2; Eisenbahnmaschinenbau, 2; Maschinenkonstruieren II, 4; Technische Mechanik I, 5, Übungen, 2, Repetition, 2. — **Preuss**: Maschinenzeichnen, 6. — **Schöttler**: Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Messungen an Maschinen (mit Schmidt); Technische Mechanik II, 4, Übgn., 1, Repetition, 1. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Werkzeugmaschinen, 2; Entwerfen von Werkzeugmaschinen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Papierfabrikation, 3; Mühlenwesen, 3; Technologische Übungen, 2. —

R. Meyer: Organische Experimentalchemie, 6; Chem. Technologie der Faserstoffe, 1; Arbeiten im Laboratorium für analytische und technische Chemie (mit Biehringer und Maier). — **Bodländer**: Chemisches Kolloquium (mit R. Meyer), 14 tägig, 2 *g*; Elektrochemie, 2; Metallurgie: Eisenhüttenkunde, 2; Chemische Technologie I, 5; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrocheme (mit Eberlein). — **Biehringer**: Analytische Chemie, 2; Stöchiometrische Rechnungen, 1; Chemisch-technische Rechnungen, 1; Chemie der Metalle, 2. — **Reinke**: Untersuchungsmethoden auf dem Gebiete der Zuckertechnik, 2; Die besonderen Methoden der Zuckerherstellung, 4; Betriebsstörungen in der Gärungs-, Stärke- und Zuckertechnik, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und landwirtschaftlich-chemische Gewerbe; Besprechungen auf dem Gebiete der chemischen Technologie II im Anschluss an die Laboratoriumsarbeiten, monatlich, 2 *g*. — **Beckurts**: Abwässerreinigung, 2; Pharmakognosie, 3, Übungen, 2; Pharmazeutische Chemie, 3; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger und Frerichs). — **Troeger**: Analytische Chemie für Pharmazeuten, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie, 2; Gasanalyse, 1. —

Fricke: Analytische Geometrie und Algebra, 2; Differential- und Integralrechnung I, 4, Übungen, 2; Analytische Mechanik, 3; Elementarmathematik, Ubungen, 2. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Geometrie der Bewegung, 3; Stereometrie, 1. —

Universität Breslau.

O. E. Meyer: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Praktische Übungen im physikalischen Beobachten (mit Neumann), 3 oder 6 und tägl. — **Neumann**: Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*; Elastizitätstheorie, 3; Ausgewählte Kapitel der Potentialtheorie, 2. —

Ladenburg: Allgemeine Experimentalchemie, 6; Praktisch-chemische Übungen a) für Chemiker, ganz- und halbtägig, b) für Mediziner, 4, c) für Landwirte, 6; Chemisches Kolloquium, 14tägig, 2 *g*. — **Abegg**: Physikalisch-chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*.; Physikalisch-chemisches Praktikum, 3; Elektrochemie, mit mathematischen Ergänzungsstunden, 2. — **Scholtz**: Stereochemie, 2; Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Ahrens**: Chemische Technologie I: Anorganischer Teil, 4; Technologie der Gärungsindustrien, 2; Chemisch-technisches Kolloquium, 1 *g*; Chemisch-technisches Praktikum nebst Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Praktische Kurse im landwirtschaftlich-technologischen Institut, tägl. ausser Sonnabend. — **Herz**: Stöchiometrie (Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie), 2; Analytische Chemie, für Anfänger, 2. — **Gadamer**: Anorganische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Wertbestimmung der offizinellen Drogen und galenischen Präparate, 1; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl. — **Pfeiffer**: Propädeutisches Praktikum für Landwirte zur Einführung in die Chemie, 3. —

Sturm: Theorie der geometrischen Verwandtschaften I, 4; Darstellende Geometrie und graphische Statik, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **Rosanes**: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Elemente der Determinantentheorie, 2; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **London**: Theorie der bestimmten Integrale und der Fourierschen Reihen, 3. — **Franz**: Übersicht über die astronomischen Theorien, 2; Geographische Ortsbestimmungen für Navigation und Forschungs-Reisen, 2; Variations- und Störungs-Rechnung, 3 *g*; Astronomisches Praktikum für Anfänger, 2, für Vorgerückte, tägl. abends. —

Technische Hochschule Brünn.

Jaumann: Physik, 5, Korrepetitionen, 1. — **Tuma**: Physik für Kulturtechniker, 3; Physikalisches Praktikum, 3. — **Niessl v. Mayendorf**: Meteorologie und Klimatologie, 3; Niedere Geodäsie, 2; Vermessungsübungen, 12; Situationszeichnen, 14; Höhere Geodäsie, 3. — **Steiner**: Elemente der niederen Geodäsie, 3. — **Zickler**: Elektrotechnische Messungen, 2; Elektrische Beleuchtungsanlagen, 2; Elektrotechnisches Praktikum I, für Anfänger, 4, III, für Elektrotechniker, 8. — **Niethammer**: Bau elektrischer Maschinen und Apparate I, 3, Übungen, 4, II, Übungen, 3; Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 5. — **Schiel**: Allgemeine Maschinenkunde II, 2. — **Musil**: Maschinenbauelemente, 4, Konstruktionsübungen, 6; Maschinenzeichnen, Übungen, 6; Konstruktionsübungen für Maschinenbau I, 4. — **Wellner**: Maschinenlehre und Maschinenbau II: Theorie und Bau der Wärmemotoren I, 6, Konstruktionsübungen, 10, II, Theorie und Bau der Wärmemotoren III, 6, Konstruktionsübungen, 14. —

Habermann: Organische Chemie, 6; Analytische Chemie I: Allgemeiner Teil, 2; Chemische Übungen I, 10, II, 20. — **Hönig**: Chemische Übungen III, 20; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 3. — **Donath**: Chemische Technologie II, 6, III, $1^1/_2$, Übungen, 20. — **Weinreb**: Spezielle Färberei und Zeugdruckerei, 2, Übungen. — **Ulrich**: Chemische Technologie der Teerfarbstoffe II, 2, Praktikum für Farbenchemie. — **Frenzel**: Elektrochemie II, Anwendungen, 2; Elektrochemisches Praktikum, 3. —

Biermann: Grundlehren der höheren Mathematik, 5, Korrepetitionen, 3, Übungen, 2. — **Waelsch**: Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 3, Korrepetitionen, 1; Mathematische Näherungsmethoden, 2; Über Fouriersche Reihen, 1. — **Rupp**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Übungen, 4; Ausgewählte Partien aus dem Gebiete der darstellenden Geometrie, 2. — **Obenrauch**: Geschichte der Geometrie, 1. — **Prastorfer**: Technisches Zeichnen, 6. —

Universität Czernowitz.

Handl: Experimentalphysik, 3; Praktisch-physikalische Übungen, 6 *g*. — **Tumlirz**: Theoretische Optik, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2 *g*; Mathematisch-physikalisches Proseminar, 2 *g*. —

Přibram: Allgemeine Chemie II, 5; Pharmazeutische Chemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium, 15; Anleitung zur Ausführung wissenschaftl. Untersuchgn., 15 *g*. —

Die durch den Tod Puchtas erledigte Lehrkanzel für Mathematik wird vertretungsweise durch O. Tumlirz versehen.

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Galvanismus, 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeissig und vier Assistenten), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Ausgewählte Kapitel aus der Lehre von der elektromagnetischen Induktion, 2. — **Zeissig**: Experimentalphysik, 4, Repetitorium, 1. — **Rudolphi**: Einführung in das physikalische Praktikum, 1; Physikalische Chemie II, 2; Physikalisch-chemisches Kolloquium, 14 tägig, $1^1/_2$ *g*; Physikalisch-chemische Übungen und Arbeiten. — **Forch**: Berechnung physikalischer Aufgaben, 1 *g*. — **Krauss**: Maschinenzeichnen, Übungen, 4; Mechanische Technologie I, 2, II, 4; Werkzeugmaschinen, Übungen, 3; Hüttenmaschinen, 1. — **Lincke**: Maschinenelemente, 6, Konstruktionsübungen, 9. — **Herrmann**: Erläuterung und Anwendung des Rechenschiebers, 3—4 *g*. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Eisenbahn-Maschinenbau I, 3, II, 2; Übungen zu den Elementen des Lokomotivbaues, 3; Maschinenbau-Praktikum I, 3. — **Gutermuth**: Dampfkessel, 2; Pumpmaschinen, 4; Maschinenanlagen und ihre Berechnung, 2; Konstruktionsübungen, 6; Maschinenbau-Praktikum II, 3. — **Pfarr**: Regulatoren zu Wasserkraftmaschinen, 1; Maschinenbau-Praktikum III, 3; Fabrikanlagen, 2; Hydraulik, 2, Übungen, 1. — **Beck**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1. — **Wirtz**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2; Elemente der

Elektrotechnik, 3; Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik II, 4, Übungen I, II (mit Korndörfer), 2; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Sengel, Wirtz und den Assistenten des elektrotechnischen Instituts), tägl. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 2, Übungen, 3; Projektieren elektrischer Licht- und Kraftanlagen, Übungen, 2; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Feldmann**: Drehstrommotoren, 1; Elektrizitätszähler und ihre Anwendungen, 1. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chem. Praktikum (mit Kolb, Heyl und Keppeler), tägl. ausser Sonnabend. — **Finger**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 2; Teerfarbstoffe, 4; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie, tägl. ausser Sonnabend. — **Kolb**: Analytische Chemie I, 2; Methoden der organischen Analyse, 1; Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Heyl**: Elemente der organischen und Agrikulturchemie, 3; Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 2; Ausmittelung der Gifte, 1. — **Dieffenbach**: Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 2; Metallurgie, 2; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann und Winteler), 1; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend. — **Neumann**: Hüttenmännische Probierkunst mit Übungen, 2 *g*; Elektroanalyse und die neueren Anschauungen über analytische Vorgänge, 1 *g*. — **Keppeler**: Chemie der Gase, 1 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie II, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1. — **Sonne**: Chemisch-technische Untersuchung der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, 1 *g*. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genussmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8. —

Graefe: Repetitorium der Elementar-Mathematik, 3, Übungen, 2; Höhere Mathematik für Architekten, Chemiker, Elektrochemiker und Geometer, 3, Übungen, 2, II, 2, Übgn., 1. — **Dingeldey**: Elemente der höheren Algebra, 2; Höhere Mathematik I für Ingenieure, Maschinenbauer und Elektrotechniker, 5, Übungen, 3; Invariantentheorie der binären algebraischen Formen, 2. — **Gundelfinger**: Analytische Übgn., 1. — **Scheffers**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6. — **Wiener**: Synthetische Geometrie, 2; Arbeiten im mathematischen Institut, 3. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente II, 2; Grundzüge der Kartenprojektionslehre, 1, Übungen, 2. — **Fenner**: Geodäsie, 4, Übungen, 12; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 2. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen (mit Graefe), 2; Mechanik I, 5, Übungen (mit Graefe), 1; Repetitorium der Mechanik, 1; Reine Kinematik mit Übungen, 2. —

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum I, 3, II, 6 oder 9; Praktikum für grössere physikalische Arbeiten (mit Toepler), 20. — **Toepler**: Physikalische Messkunde II, 1; Polarimetrie, 1. — **Krone**: Theorie und Praxis der Photographie und Kolloquium über wissenschaftliche Photographie, mit Demonstrationen und Exkursionen, 3; Lichtpausen, mit Demonstrationen, 2 *g*. — **Goerges**: Allgemeine Elektrotechnik II, 2; Theorie des Wechselstromes, 4; Elektrotechnisches Praktikum für Anfänger, 4; Elektrotechnisches Laboratorium, 30; Elektrotechnisches Kolloquium (m. Kübler), 2 *g*. — **Kübler**: Dynamomaschinen II, 2; Elektrische Arbeitsübertragung, 2; Entwerfen von Dynamos, Starkstromapparaten, elektrischen Fahrzeugen und Anlagen, Übungen, 8; Die Starkstromtechnik im Eisenbahnwesen und Werkstättenbetrieb I, 1. — **L. Lewicki**: Dampfmaschinen (Fortsetzung), 4; Wasserkraftmaschinen, 3; Maschinenkonstruieren für Maschinen- und Elektroingenieure, 10; Arbeiten im Maschinenlaboratorium A mit Kolloquium (mit E. Lewicki), 3; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium A (mit E. Lewicki), 20. — **E. Lewicki**: Grundzüge der technischen Hydraulik, mit Experimenten und Demonstrationen, 2. — **Buhle**: Maschinenelemente für Maschinen- und Elektroingenieure, 5; Abriss der Maschinenelemente für Bau- und Fabrikingenieure, 2; Maschinenkonstruieren (Maschinenelemente), 10 und 4; Hebemaschinen, 2; Maschinenkonstruieren (Hebezeuge), 10. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre (Kraftmaschinen), 4; Techn. Zeichnen für die mechanische und chemische Abteilung, 4; Skizzieren, 4. — **Grübler**: Technische Mechanik II, 6, Übungen, 2; Graphostatische Übungen, 2. — **Mollier**: Technische Thermodynamik II: Gas- und Kältemaschinen, 4; Kinematik II, 2, Übungen, 3; Arbeiten im Maschinenlaboratorium B, 3; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium B, 24. — **Ernst Müller**: Allgemeine mechanische Technologie I, 3; Werkzeugmaschinen, 3; Praktikum für Faserstofftechnik, halbtägig; Übungen im Aufnehmen und Berechnen von zusammengesetzten Arbeitsmaschinen, 3 *g*. — **Ulbricht**: Eisenbahnsignalwesen und elektrische Eisenbahneinrichtungen, mit Exkursionen, 3 *g*. —

Hempel: Experimentalchemie (anorganische), 6; Anorganisch-chemisches Praktikum (qualitative Analyse), 12; Anorganisch-chemisches Praktikum (quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse), ganztägig. — **v. Meyer**: Organisch-technische Chemie: Chemische Technologie der Kohlenhydrate (Cellulose-, Zucker-, Stärkefabrikation, Gärungsgewerbe, Mineralöle), 3; Geschichte der Chemie, besonders der chemischen Technologie im 19. Jahrhundert, 1; Organisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig. — **Bucherer**: Praktische Übungen auf dem Gebiete des Patentwesens, 1 *g*; Prinzipien und Methoden der chemischen Technik, 1. — **F. Foerster**: Chemische Technologie des Glases, der Thonwaren, der Bausteine und des Mörtels, sowie des Cements, mit Exkursionen, 2; Physikalische Chemie I (zugleich Einführung in die Elektrochemie), 3; Praktikum für Elektrochemie, 12; Praktikum für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig. — **Lottermoser**: Chemie der Kolloide, 1; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Analyse, 1. — **Möhlau**: Chemie des Steinkohlenteers: Die Rohmaterialien und Zwischenprodukte für die Industrie der organischen Farbstoffe, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe I, 2; Praktikum für Farbenchemie, halbtägig, für Färbereitechnik, halbtägig, für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie, ganztägig. — **Erich Müller**: Reduktion und Oxydation durch Elektrolyse, 1. — **Renk**: Gewerbehygiene, 2; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genussmitteln, ganztägig; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig. — **Schlossmann**: Physiologisch-chemische Übungen, 3. — **v. Walther**: Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 2. —

Rohn: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6; Ebene Kurven, 2 *g*. — **Fuhrmann**: Differential- und Integralrechnung, 5; Anwendungen der Elementarmathematik, 2; Geodätisches Praktikum, 4; Geodätisches Zeichnen, 2. — **Heger**: Ausgewählte Abschnitte aus der analytischen Geometrie der Ebene und des Raumes, 1 *g*. — **Helm**: Analytische Geometrie I, 3, Übungen, 1; Polarisation und Interferenz des Lichtes, 2; Versicherungstechnisches Seminar, 1, Übungen, 2. — **Krause**: Integralrechnung, 5, Übungen, 2; Einleitung in die Theorie der analytischen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Naetsch**: Einleitung in die algebraische Analysis, 2; Sphärische Trigonometrie, 2. — **Pattenhausen**: Methode der kleinsten Quadrate, 2, Übungen, 1; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 1; Sphärische Astronomie, 2; Skizzieren geodätischer Instrumente, Übungen, 2; Triangulierungsübgn., 4; Geodätisches Praktikum I, 4, II, 4; Grössere Terrainaufnahmen, 2 Wochen. — **Stutz**: Planzeichnen II, 2; Technisches Zeichnen für Ingenieure, 6; Katastervermessung und Grundstückszusammenlegung II, 1, Übungen, 2. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik: Wärme, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 44; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Schmidt**: Mathematische Physik I: Mechanik, Wärme und kinetische Gastheorie, 4; Mathematisch-physikalische Übungen (mit Wehnelt), 2 *g*. — **Wehnelt**: Elektrotechnik, 1 *g*. —

Fischer: Organische Experimentalchemie, 5; Halbpraktikum im chemischen Laboratorium (mit Busch), 20; Vollpraktikum im chemischen Laboratorium (mit Busch), 40; Praktikum für Mediziner (mit Busch und Gutbier), 4. — **Paal**: Chemie in ihrer Anwendung auf Pharmazie und Medizin, 3; Ausmittelung von Giften (einschl. der pharm. Chemie der Alkaloide), 1; Chemisches Praktikum, a) ganztägig, 44, b) halbtägig, 24 oder 20; Praktischer Kurs für Studierende der

Pharmazie, halbtägig, 20; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genussmittel, a) ganztägig, 44, b) halbtägig, 24 oder 20. — **Busch**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2; Chemische Technologie (organischer Teil) mit Exkursionen, 2. — **Henrich**: Die wichtigsten Darstellungsmethoden und Synthesen organischer Verbindungen, 2; Elektrochemisches Praktikum für Fortgeschrittene: Anorganische und organische Präparate (mit Jordis), 5. — **Jordis**: Spezielle Chemie der Metalloide, 1; Elektrochemie II, 1; Elektro-chemisches Praktikum für Anfänger: Elektroanalyse, 3; Vollpraktikum, halb- und ganztägig, 20 bezw. 40. — **Gutbier**: Ausgewählte Kapitel aus der anorganischen Chemie, unter besonderer Berücksichtigung der neuen Theorien, 2; Praktikum für Gasanalyse, 2. —

Gordan: Raumgeometrie, 4; Zahlentheorie, 4; Übungen im Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Differential- und Integralrechnung II, 4; Differentialgeometrie, 4; Geometrische und analytische Übungen, *g*. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrizität, Optik, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum, für Studierende der Naturwissenschaften an 2, für Mediziner und Pharmazeuten an 1 Nachmittag, 20. — **Koenigsberger**: Optik, 2; Neuere physikalische Entdeckungen, 1. — **G. Meyer**: Physikalische Chemie, 3; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 2; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten für Geübtere; Über Photographie, 1. —

Gattermann: Organische Experimentalchemie, 5; Grundzüge der Gasanalyse, 1 *g*; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. ausser Sonnabend; Übungen im Experimentieren und Vortragen (mit Rupp), 2 *g*. — **Willgerodt**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Organische Technologie, 2; Analyse der Nahrungs- und Genussmittel, 2. — **Edinger**: Chemie der Fettreihe, 2. **Fromm**: Über qualitative Analyse, 1; Repetitorium der Chemie für Mediziner II: Organische Chemie, 2. — **Müller**: Qualitative Analyse, 2; Methoden der Molekulargewichtsbestimmung, 1. — **Rupp**: Chemie der Teerfarbstoffe, 1. — **Meigen**: Stöchiometrie, 1; Massanalyse, 1. —

Lüroth: Höhere analytische Geometrie der Kurven und Flächen, 4; Theoretische Astronomie, 3. — **Stickelberger**: Integralrechnung, 5; Elliptische Funktionen, 3; Mathematisches Seminar. — **Loewy**: Theorie der algebraischen Gleichungen, 4; Über die Grundlagen der Geometrie, 2. — **Seith**: Kegelschnitte in elementar-geometrischer Behandlung, 2. —

Universität Giessen.

Drude: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, $4^1/_2$; Physikalisches Praktikum, 6; Praktikum für Vorgeschrittenere, tägl.; Elektronenlehre, 1; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2. — **Fromme**: Geometrische und physikalische Optik, 3; Niedere Geodäsie, 3, Praktische Übgn., 1 Nachm. —

Naumann: Organische Experimentalchemie, $5^1/_4$; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Untersuchung von Nahrungsmitteln und technischen Erzeugnissen (mit Eidmann), tägl.; Chemische Übgn. für Mediziner, tägl. — **N. N.**: Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2. — **Eidmann**: Pharmazeutisch-chemische Präparate I, 1 bis 2; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie (mit Exkursionen), 2. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl.; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemie der Benzolderivate, 2; Chemisches Kolloquium, $1^1/_2$. — **Brand**: Die wissenschaftlichen Grundlagen der analytischen Chemie, 2. —

Pasch: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Allgemeine Hilfsmittel der Funktionentheorie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, $1^1/_2$. — **Netto**: Einleitung in die Algebra, 4; Differentialgleichungen, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, $1^1/_2$. — **Wellstein**: Darstellende Geometrie II, mit Übungen, 6; Einleitung in die Geometrie der Lage, 2; Arithmetische Theorie der Formen, 2. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik I, 3; Physikalische Übgn., 8; Geometrische Optik, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 30 *g*. — **Voigt**: Theorie und Anwendung des Potentials, 4; Praktisch-physikalische Übungen, 4; Ausgewählte Kapitel der Mechanik, 1 *g*; Wissenschaftliche Untersuchungen für Vorgeschrittene, 40 *g*. — **Simon**: Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Selbständige Arbeiten, 48 *g*; Das Problem der Beleuchtung, 1 *g* — **Abraham**: Elektromagnetische Lichttheorie, 4; Übungen zur Schwingungs- und Wellenlehre, 2. **Stark**: Theoretische Ergänzungen zum physikalischen Praktikum, 1. — **Bose**: Kinetische Theorie, für Studierende der Naturwissenschaften, 2. — **Wiechert**: Meteorologie, 2; Einführung in das Vermessungswesen, 4 *g*; Wetter und Wettervorhersage, 1 *g*; Geophysikalisches Praktikum, *g*. — **Lorenz**: Wärmelehre, 2. Praktikum im Maschinenlaboratorium, $3^1/_2$; Praktikum im Laboratorium für Hydromechanik und Elastizitätslehre, 2; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, 35; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Physik, 1 *g*. — **Nernst**: Elektrochemie, 3; Physiko-chemische Arbeiten und Übungen, tägl.; Thermodynamik chemischer Prozesse, 1 *g*; Kolloquium, 1 *g*. — **Coehn**: Photochemie und Spektralanalyse, 2. —

Wallach: Chemisches Praktikum, 20—40; Organische Chemie, 5; Die Grundlagen der Chemie, 1 *g*. — **Tollens**: Agrikulturchemie, 3; Agrikulturchemisches Praktikum und Untersuchungen, 30. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie (anorganischer Teil), 4; Gerichtlich-chemische Analyse, 2. — **Fischer**: Chemische Technologie, 2; Unfallverhütung, 1; Technologische Übungen, *g*. — **Kötz**: Einführung in die Chemie, 3; Anorganische Chemie, 2. — **Manchot**: Stereochemie, 1. — **v. Braun**: Alkaloide, 2; Chemische Tagesfragen, 1 *g*. —

Klein: Enzyklopädie der Geometrie, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Hilbert**: Differentialgleichungen, 4; Mechanik der Kontinua, 2; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. — **Schwarzschild**: Mechanik des Himmels II, 3; Populäre Astronomie, 1 *g*; Astronomisches Kolloquium, *g*. - **Minkowski**: Algebra, 4; Minimalflächen, 2; Funktionentheoretische Übungen, 2 *g*. — **Brendel**: Versicherungsrechnung, 2; Übungen in der Integration von Differentialgleichungen, 2; Spezielle Störungen, 2 *g*; Mathematische Übungen im Seminar für Versicherungswissenschaft, 2 *g*. — **Schilling**: Differential- und Integralrechnung I, 4; Graphische Statik, 1, Übungen, 2 *g*. — **Ambronn**: Theorie und Gebrauch der astronomischen Instrumente, 2; Methode der kleinsten Quadrate, 1; Übungen an den Instrumenten der Kgl. Sternwarte, tägl.; Über Kalenderwesen, 1 *g*. — **Zermelo**: Analytische Geometrie, 4; Übungen in der Integration von Differentialgleichungen, 2 *g*. — **Blumenthal**: Elliptische und Modullfunktionen, 3; Übungen in der Integration von Differentialgleichungen, 2. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimental-Physik II: Akustik, Elektrizität und Optik, 5; Physikalische Übungen, 12. — **Wassmuth**: Optik mit besonderer Berücksichtigung der elektromagnetischen Lichttheorie, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 3 *g*. — **Streintz**: Theorie des galvanischen Elementes und der Polarisation, 2. —

Skraup: Organische Experimentalchemie, 5; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Chemische Übungen für Vorgeschrittene, tägl. — **Schrötter**: Chemie der Methanderivate I, 2. —

Frischauf: Differential- und Integralrechnung und deren Anwendung auf Geometrie, 5. — **Dantscher v. Kollesberg**: Analytische und projektivische Geometrie der Ebene (Fortsetzung), 5; Mathematisches Seminar, 2. — **Streissler**: Darstellende Geometrie IV, 3. — **Hillebrand**: Mechanik des Himmels (Fortsetzung), 2; Theorie der astronomischen Instrumente, 3. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3, Übgn., 8; Die Untersuchung elektrischer Starkstromanlagen, 1. — **Wittenbauer**: Theoretische Maschinenlehre I, 2; Allgemeine Mechanik (einschliesslich der Elemente der graphischen Statik) II, 4, Übungen, 1; Technische Mechanik II, 3. — **Bartl**: Allgemeine Maschinenkunde II, 4; Maschinenbau Ia, 4, Übgn., 8. — **N. N.**: Maschinenbau IIa, 3, Übungen, $9^1/_2$, IIb, Übgn., 15, IIc: Lokomotivbau, 3. —

Emich: Organische Chemie II, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 1; Unterricht und Übungen in der qualitativen chemischen Analyse im Laboratorium, 18; Chemische Technologie der organischen Stoffe: Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der Darstellung organisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **Benj. Reinitzer**: Quantitative chemische Analyse, 1; Unterricht und Übungen in der quantitativen chemischen Analyse im Laboratorium, 20; Heizung und Beleuchtung durch Verbrennungsvorgänge, 4; Elektrochemie, 2; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der Darstellung anorganisch-chemischer Präparate, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **Streintz**: Elektrochemie, 3. — **v. Hemmelmayr**: Über organische Elementaranalyse, 1. — **v. Kraft**: Mechanische Technologie I, 2, II, 2, III, 2; Mechanische Schutzmittel gegen Unfälle, 2. — **Friedr. Reinitzer**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 3, Übungen, 4. —

Hočevar: Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik II, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übungen, 2. — **Schüssler**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6, Seminarübungen, 2. — **Klingatsch**: Niedere Geodäsie II, 4; Sphärische Astronomie, 2; Praktische Messübungen a) Niedere Geodäsie (Feldübgn.), b) Höhere Geodäsie (für die Hörer des geodätischen Kurses). —

Universität Greifswald.

König: Theorie der Wärme, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalische Übungen für Studierende der Naturwissenschaften, 6; Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Besprechungen über neuere physikalische Arbeiten (mit Mie), 2 *g*. — **Mie**: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalische Übungen für Mediziner und Pharmazeuten, 2; Elementarmathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1 *g*. — **Holtz**: Galvanische Elektrizität mit Einschluss der Induktions-Elektrizität, 2; Physik der Erde (physische Geographie) mit Experimenten, 1 *g*. — **Schreber**: Übungen im Demonstrieren physikalischer Apparate, 1; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete des Eisenbahnwesens, 1 *g*. — **Berg**: Über neuere Theorien aus dem Gebiete der Elektrizität, 2. —

Auwers: Anorganische Experimentalchemie, 6; Chemisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, $3^1/_2$, Demonstrationen und Erläuterungen hierzu, $^3/_4$ *g*; Chemisches Praktikum für Pharmazeuten (mit Semmler), halbtägig, tägl. — **Semmler**: Pharmazeutische Chemie II, 3; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Pharmazeutisches Kolloquium, 2 *g*; Alkaloide, 1; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*. — **Posner**: Chemische Technologie II: Organische Stoffe, mit Exkursionen, 2; Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 2. —

Thomé: Theorie und Anwendung der Potentialfunktion, 4; Theorie der algebraischen Flächen und Raumkurven, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Study**: Infinitesimalrechnung I, 4, Übungen, 1 *g*; Liniengeometrie, 3 *g*; Mathematisches Seminar, *g*. — **Kowalewski**: Allgemeine Funktionentheorie, 4, Übungen, 1 *g*; Geometrie der Zahlen, 1 *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Licht, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Arbeiten von Geübten, tägl.; Ausgewählte Teile der elektromagnetischen Lichttheorie, 2 *g*. — **Schmidt**: Theorie der Wärme, 4, Übungen, *g*. —

Volhard: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Doebner und Vorländer), tägl. ausser Sonnabend; Über Massanalyse, 1 *g*. — **Doebner**: Unorganische Chemie, 4; Über neuere Arzneimittel, 1 *g*. — **Vorländer**: Analytische Chemie, 2; Die Bedeutung der ungesättigten Verbindungen für die theoretische Chemie, 1 *g*. — **Baumert**: Einleitung in das Studium der Chemie, 2; Praktische Übungen in der Untersuchung und Beurteilung von Nahrungs- und Genussmitteln, tägl. ausser Sonnabend. — **Köthner**: Probleme der anorganischen Chemie, 1 *g*. — **Erdmann**: Technische Chemie I mit Exkursionen, 2; Praktische Übungen im Laboratorium fü angewandte Chemie, tägl. ausser Sonnabend. —

Cantor: Differential- und Integralrechnung, 5; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Differentialgleichungen, 4; Analytische Geometrie der Ebene, mit Übungen, 3; Sphärische Trigonometrie und mathematische Geographie, 3; Übungen des mathematischen Seminars, 14-tägig, 2 *g* — **Eberhard**: Theorie der höheren Gleichungen, 4; Seminaristische Übungen, 1 *g*. — **Grassmann**: Analytische Mechanik I, mit Übungen, 4; Anwendung der darstellenden Geometrie auf die Flächen zweiten Grades, mit Übungen, 2. — **Buchholz**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate, 2; Praktische Übungen in geographischer Ortsbestimmung für Mathematiker und Geographen, 2. — **Bernstein**: Grundlagen der Geometrie, 2, Übungen, 1 *g*. —

Technische Hochschule Hannover.

Dieterici: Experimentalphysik, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Arbeiten im Laboratorium der Physik, Übungen, 4. — **Precht**: Photographie, Übungen, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 3; Theoretische Elektrotechnik, 4; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren, Übungen, 2; Blitzableiter und Blitzschutzvorrichtungen, 1; Elektrotechnisches Laboratorium I und II und für Maschineningenieure. — **Heim**: Elektrische Anlagen II, 3, Übungen, 2; Elektrische Bahnen, 2; Elektrische Kraftübertragung, 2; Grundzüge der technischen Elektrolyse, 2; Elektrolytische Übungen, 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger, 1; Elektrotechnische Messkunde, 2. — **Thiermann**: Günstigste Anordnung elektrotechnischer Messungen und die Einflüsse der Fehler auf das Resultat, 1. — **Franke**: Elektrotechnisches Kolloquium, 1 *g*; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Fischer**: Allgemeine mechanische Technologie, 4; Spezielle Technologie I, einschliesslich Werkzeugmaschinenkunde, 3, Übungen, 4. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen, 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen, 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Maschinenorgane, 4, Übungen, 7; Eisenbahnmaschinenbau, 3, Übungen, 3. — **Frese**: Ingenieurlaboratorium I, 1, Übungen, 8, II, Übungen, 8; Theoretische Maschinenlehre, 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues, 3, Übungen, 4; Grundzüge des Eisenbahnmaschinenbaues, 2; Fabrikanlagen und Eisenbahnwerkstätten, Übgn., 3. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre II, 4; Hebezeuge und Pumpen, Übungen, 4; Wasserhaltungs-, Förder- und Gebläsemaschinen, 3. — **Prandtl**: Mechanik I, 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 3 *g*. — **v. Roessler**: Maschinenzeichnen, 4; Technologie der Kunstgewerbe, 2; Spezielle Technologie II, 2; Fabrikationszweige der Textilindustrie, 3; Technolog. Praktikum (Textilindustrie), 3. —

Seubert: Grundzüge der Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie. — **Eschweiler**: Massanalyse, 2. — **Behrend**: Physikalische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium der organischen Chemie. — **Ost**: Chemische Technologie II, 3; Glas und Tonwaren, 1; Farbstoffe und Färberei, 2; Übungen in der Elektroanalyse, 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie. — **Laves**: Grundzüge der physiologischen Chemie, 1 *g*. —

Kiepert: Differential- und Integralrechnung II, 6, Übgn., 2; Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 5, Übgn., 1. — **Runge**: Differential- und Integralrechnung I, 3, Übgn., 1, III, 5, Übungen, 1; Anwendung der höheren Mathematik, 4. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie, 3, Übungen, 6; Darstellende Geometrie I, 3, Übungen, 6. — **Reinhertz**: Grundzüge der praktischen Geometrie, Übungen, 3; Planzeichnen, Übungen, 4; Geodäsie I, 2, Übungen, 6; Grundzüge der astronomischen Ortsbestimmung, 2. —

Universität Heidelberg.

Quincke: Experimentalphysik: Optik, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 4; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im physikalischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Übungen des physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Pockels**: Einleitung in die theoretische Physik, 3, Übungen, 1 *g*; Partielle Differential-

gleichungen der Physik, 2. — **Weber**: Einführung in die elektromagnetische Lichttheorie, 1; Theoretische Grundlagen der physikalischen Messmethoden, 1; Wissenschaftlich-photographische Übungen, 2. — **Kalähne**: Die physikalischen Messmethoden, als Einführung in das physikalische Praktikum, 2; Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik, 1 *g*. — **Wolf**: Allgemeine Meteorologie, 2 *g*. —

Curtius: Allgemeine Chemie II: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im akademischen Laboratorium, tägl.; Chemisches Anfänger-Praktikum für Mediziner, 3, hierzu Einführung der Mediziner in das praktische Studium der Chemie, 1; Chemischer Referateabend (mit Jannasch, Knoevenagel, Bredig, Stollé, Klages, Mohr) 14tägig, 2 *g*. — **Brühl**: Anorganische Chemie, mit Experimenten, 3; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Medizinisch-chemische Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Horstmann**: Liest nicht. — **Jannasch**: Titrier-Analyse, 2; Ausmittelung der Gifte, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3; Chemisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 4. — **Knoevenagel**: Chemische Technologie (organische Prozesse), mit Ausflügen, 2. — **Bredig**: Angewandte Elektrochemie, 2; Physikalisch-chemische Messmethoden, 1. — **Bornträger**: Liest nicht. — **Krafft**: Anorganische Chemie, 4; Praktisch-chemische Arbeiten und Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Dittrich**: Quantitative Analyse durch Elektrolyse, 1, ev. mit Übungen; Chemisches Praktikum, tägl. ausser Sonnabend, a) ganztägig, b) halbtägig (für Anfänger und Mediziner); Ferienkurse: a) Chemisches Praktikum, ganztägig, vierwöchentlich, b) Chemisches Praktikum für Mediziner, dreiwöchentlich. — **Stollé**: Pharmazeutische Chemie I: Anorganischer Teil, 2; Synthetische Methoden der organischen Chemie, 2; Qualitative Analyse, 2. — **Klages**: Chemie der Kohlehydrate, 1. — **Mohr**: Pyridinderivate und Alkaloide, 2. —

Koenigsberger: Differential- und Integralrechnung, 4; Funktionentheorie, 4; Mathematisches Unter- und Ober-Seminar, 2. — **Valentiner**: Bahnverbesserung einschliesslich spezielle Störungen, 3. — **Cantor**: Anwendung der Analysis auf höhere algebraische Kurven in der Ebene, 4; Arithmetik und Algebra (für Kameralisten), 3. — **Eisenlohr**: Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Mechanik, 4. — **Koehler**: Analytische Geometrie der Ebene, 3. — **Landsberg**: Theorie der Determinanten und der Invarianten, 4; Ausgewählte Kapitel der Theorie der algebraischen Funktionen, 2. — **Boehm**: Theorie der elliptischen Funktionen, 2—3. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum, a) für Physiker, 6, b) für Chemiker, 4, c) für Mediziner, 4; Physikalische Spezialuntersuchungen, tägl. — **Abbe**: Liest nicht. — **Auerbach**: Theoretische Optik, 4; Kinetische Gastheorie, $1^1/_2$. — **Straubel**: Spektroskopie (mit Demonstrationen), 2. — **Rau**: Einführung in die Elektrotechnik, 3; Übungen zur Mechanik, 3; Elektrotechnisches Praktikum. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Wolff), a) Vollpraktikum, tägl., b) Halbpraktikum, tägl., c) Praktikum für Mediziner, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten (mit Duden und Rabe), tägl. — **Wolff**: Massanalyse, $1^1/_2$; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Duden**: Fortschritte der anorganischen Chemie, 2. — **Vongerichten**: Technologie der trocknen Destillation mit besonderer Berücksichtigung der Farbstoffchemie, mit Exkursionen, 2; Praktikum: Chemisch-technische Untersuchungsmethoden, 8; Praktikum für spezielle technische Arbeiten, tägl. — **H. Matthes**: Pharmazeutische Chemie I: Anorganischer Teil, 2; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Nahrungsmitteluntersuchung: Vollpraktikum, tägl.; Arzneimitteluntersuchung, Darstellung pharmazeutischer Präparate, Ausmittelung der Gifte, tägl. ausser Sonnabend; Nahrungsmittelchemischer Kursus, tägl. ausser Sonnabend. — **Gaenge**: Arzneimittellehre für Studierende der Zahnheilkunde, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Prakt. Übungen in der Verwendung optischer Instrumente zu chem. Untersuchungen, 2. — **Rabe**: Chemie der aromatischen Verbindungen, 1. —

Thomae: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Mathematische Geographie, 4. — **Gutzmer**: Differentialrechnung mit Übungen, 5; Einführung in die Theorie der Differentialgleichungen, 5. — **Frege**: Funktionentheorie nach Riemann, 4; Mathematische Übungen, 2 *g*. — **Knopf**: Zeit- und Ortsbestimmung mit praktischen Übungen auf der Sternwarte, 4; Geodäsie mit praktischen Übungen im Gelände, 2. —

Universität Innsbruck.

Czermak: Experimentalphysik: Akustik, Optik, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*, für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Exner**: Mathematische Physik: Thermodynamik, Optik, Mechanik, 5; Seminar für mathematische Physik, 1 *g*. — **Radaković**: Elastizität (Fortsetzung), 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Anfänger, 6. — **Tollinger**: Der Einfluss der meteorologischen Verhältnisse auf den Hochalpen auf das Wachstum der Pflanzen, 2. — **Hammerl**: Elektrische Energieverteilung (Schluss), 2. — **Trabert**: Wetter und Klima, 3; Barometrische Höhenmessung, mit praktischen Übungen, 2. —

Brunner: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie, 5; Praktische Übungen in analytischer und pharmazeutischer Chemie im Laboratorium, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner I, 6; Chemische Experimentalübungen für Lehramtskandidaten, 2 *g*; Praktische Übungen in analytischer Chemie für Hörer der Philosophie, tägl. — **Hopfgartner**: Einführung in die theoretischen Grundlagen der analytischen Chemie, 1. — **Zehenter**: Chemische Technologie der Metalle, 2. —

Otto Stolz: Theorie der Funktionen von komplexen Veränderlichen nach Cauchy und Weierstrass (Fortsetzung), 3; Arithmetik: Die Lehre von den reellen Zahlen, mit Übgn., 4. — **Wirtinger**: Höhere Algebra (Fortsetzung), 3; Abelsche Funktionen (Fortsetzung), 2; Mathematisches Seminar, 2. — **Zindler**: Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes (Fortsetzung), 2; Liniengeometrie, 3; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **v. Oppolzer**: Sphärische Astronomie, 4. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4; Physikalisches Seminar (mit Sieveking), 1; Physikalisches Repetitorium (mit Sieveking), 1; Physikalisches Laboratorium, 6; Elektrizität u. Licht, 1. — **Arnold**: Gleichstromtech., 2; Wechselstromtech., 1; Übgn. im Konstruieren elektrischer Maschinen u. Apparate, 4; Elektrische Licht- u. Kraftanlagen, 3; Elektrotech. Laboratorium I (mit Schleiermacher und Teichmüller), 6, II, 8. — **Meidinger**: Ältere Anwendungen der Elektrotechnik (Blitzableiter, Galvanoplastik, Telegraphie und Telephonie), 2; Ventilationsanlage im einzelnen mit Exkursionen, 1. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Messkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 4; Photometrie, 1. — **Teichmüller**: Entwerfen von Leitungsanlagen, Übungen, 2; Theorie und Messung der Wechselströme, 3; Elektrische Leitungen (ausgewählte Kapitel), 1. — **Bragstad**: Elemente der Elektrotechnik, 2. — **Benoit**: Pumpen und Gebläse, 2; Elektrische und hydraulische Hebezeuge, 2; Hebemaschinen, 3; Entwerfen von Hebemaschinen, Übungen, 6 und 3, für Studierende der Elektrotechnik, Übungen, 3; Entwerfen von Hebemaschinen, Pumpen etc., Übungen, 6; Maschinenzeichnen, Übungen, 2. — **Brauer**: Festigkeitslehre, 2, Übungen, 3; Hydraulik, 2; Kinematik, 2; Mechanisches Laboratorium: Untersuchungen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Gaskraftmaschinen, Wasserkraftmaschinen u. Arbeitsmaschinen. Materialprüfungen auf Elastizität und Festigkeit. Hydraulische Versuche, Übungen, 3. — **Grassmann**: Dampfmaschinen und Kessel II, 4; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, Übungen, 6; Maschinenanlagen, 2, Übungen, 6. — **Keller**: Maschinenelemente, 3; Maschinenkonstruktionen (Triebwerke etc.), 8, 6 und 4; Lokomotivbau, 3; Hebemaschinen für Ingenieure, 1. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Maschinenfabrikation, 2; Mechanische Technologie, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, Übungen, 2; Technologische Exkursionen. — **Kriemler**: Konstruktionsübungen in den Elementen des Ingenieurwesens, 4. —

Bunte: Chemische Technologie I: Baumaterialien, Glas, Keramik etc., 2, II: Chemische Grossindustrie, 2; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), 4 und 3; Gaschemische Übungen (mit Haber), 2; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage. — **Engler**: Organische Experimental-

chemie, 4; Chemisches Kolloquium, 1; Stereochemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Le Blanc**: Physikalische Chemie II: Verwandtschaftslehre, 2; Wissenschaftliche Grundlagen der analytischen Chemie, 1; Physikalisch-chemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 1; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Gerichtliche Chemie, 1; Analytische Chemie, 1. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2. — **Haber**: Spezielle technische Elektrochemie mit Demonstrationen, 3; Chemische Technologie der Faserstoffe II: Bleicherei, Färberei, Druckerei, 2, Übungen, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, Übungen, 2. — **Scholl**: Chemie der Benzolderivate I und II, 2. — **Wöhler**: Chemisches Seminar, 2. —

Haussner: Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 3, Übungen, 1; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übungen, 1; Synthetische Geometrie, 2, Übungen, 1. — **Heun**: Theoretische Mechanik I und II, 4, Übungen, 2; Behandlung von Problemen der theoretischen Mechanik, 2. — **N. N.**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **Schur**: Darstellende Geometrie I und II, 4, Übungen, 4; Übungen in Perspektive, 3. — **Wedekind**: Höhere Mathematik II, 2. — **Disteli**: Projektionslehre, 2, Übungen, 2; Elemente der höheren Mathematik, 4, Übungen, 1. — **Haid**: Geodätisches Praktikum II, 6, III, 3; Elemente der praktischen Geometrie und Vermessungsübungen, 2, Übungen, 3; Grössere Vermessungsübung, 2 Wochen. —

Universität Kiel.

Lenard: Experimentalphysik: Optik, Elektrizität, Magnetismus, 4; Praktische Übungen für Anfänger, 7; Wissenschaftliche Arbeiten Fortgeschrittener, tägl. ausser Sonnabend; Besprechungen physikalischer Fragen, 1 *g*. — **Weber**: Elektrostatik und Potentialtheorie, 4; Physikalische Technologie mit besonderer Berücksichtigung des Eisenbahnwesens (für Juristen), mit Exkursionen, 2; Erdmagnetismus, 1 *g*; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2. —

Claisen: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chem. Praktikum in der anorganischen Abteilung (mit Biltz) a) halbtägig, b) ganztägig, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum in der organischen Abteilung, ganztägig, tägl.; Chem. Praktikum für Mediziner (mit Rügheimer), 4. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Anorganischer Teil, 3; Einführung der Mediziner in das prakt. Studium der Chemie, 3/4 *g*. — **Biltz**: Analytische Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie, 2, Exkursionen hierzu, *g*. — **Feist**: Stereochemie, 1; Besprechung neuerer Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie (5. Serie), 14 tägig, *g*. — **Emmerling**: Agrikulturchemie, 1 *g*. — **Berend**: Kurze Übersicht der organischen Farbstoffe, 1. — **Stoehr**: Alkaloide, 1. —

Stäckel: Differentialrechnung und Einleitung in die Analysis, 4; Analytische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*; Biegung krummer Flächen, 1 *g*. — **Pochhammer**: Theorie der bestimmten Integrale, 4; Analytische Geometrie der Ebene, 4; Einleitung in die Wahrscheinlichkeitsrechnung, 1 *g*; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Weinnoldt**: Graphische Statik; 2. — **Harzer**: Rotationsprobleme der Mechanik des Himmels, 3; Astronomische Übungen, 1 *g*. — **Kreutz**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten I, 3; Theorie des Ring- und Kreuzstabmikrometers, 1 *g*. — **Kobold**: Niedere Geodäsie, 2, Übungen, 1 *g*. — **Grossmann**: Geographische Ortsbestimmungen, 2; Die neueren Ergebnisse der Astronomie, 1 *g*. —

Universität Königsberg.

Pape: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik und Wärmelehre, 5; Physikalisches Praktikum; Spektralanalyse, 1 *g*. — **Volkmann**: Elastizitätstheorie, einschliessl. Akustik, 4, Ergänzungen und Erläuterungen hierzu, 1 *g*; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6; Physikalisch-theoretische Übungen, 1 *g*. — **Cohn**: Anwendungen der Potentialtheorie, 3. —

Lossen: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum, tägl.; Kleines chemisches Praktikum; Repetitorium der Chemie, 1 *g*. — **Klinger**: Organische Chemie, 4; Chemische Giftlehre, 2; Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Über Vorprüfungen bei der qualitativen Analyse, 1 *g*. — **Stutzer**: Agrikulturchemie I: Pflanzenernährungslehre, 4; Grosses chemisches Praktikum, tägl.; Kleines chemisches Praktikum, 10; Ausgewählte Abschnitte aus der Bakterienkunde, 1 *g*. — **Blochmann**: Ausgewählte Kapitel aus der technischen Chemie, mit anschliessender Besichtigung von gewerblichen Anlagen, 1 Nachmittag; Über Brennmaterialien und Feuerungsanlagen, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Benzol und Benzolderivate, 2. — **Löwenherz**: Einleitung in die anorganische Chemie, für Chemiker und Mediziner, mit Demonstrationen, 2; Elektrochemische und physikalisch-chemische Übgn. und Arbeiten, *g*; Die chemischen Reaktionen vom Standpunkte des Gesetzes der Massenwirkung, 1 *g*. — **Kippenberger**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Ausgewählte Kapitel der organisch-chemischen Technologie, 1 *g*. —

Struve: Himmelsmechanik II, 3; Praktische Übungen für Anfänger, zweimal, *g*. — **Meyer**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die höhere Geometrie (Geometrie III), 4, Übungen, 1 *g*. — **Schoenflies**: Theorie der Differentialgleichungen, 4; Übgn. im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Saalschütz**: Über Gausssche und andere interessante Reihen, 3—4; Determinanten, 2 *g*. — **Vahlen**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. —

Universität Lausanne.

Henri Dufour: Experimentalphysik: Physikalische Optik, Elektrizität, 5; Physikalisches Laboratorium: Prakt. Arbeiten für Anfänger, 1 Nachmittag; Spezielle Physik: Physikalische Optik, Photometrie, Spektroskopie, Polarisation, Elektrostatik, 3; Meteorologie: Die optischen und elektrischen Erscheinungen der Atmosphäre, 2 *g*; Besprechungen und Wiederholungen, 1. — **Mayor**: Mechanik, 4, Übungen, 1; Mathematische Physik, 2; Graphische Statik II, 2, IV, 2, Übungen, 4. — **Palaz**: Elektrotechnik II: Theoretischer Teil, 3, IV: Verteilung der elektrischen Energie, 3; Elektrotechnisches Laboratorium, 1 Nachmittag. — **Gaillard**: Elektrische Installationen, 2. — **Mercanton**: Elektrische Messungen, 2; Ausgewählte Kapitel der theoretischen und experimentellen Physik: Magnetismus (für Vorgerücktere), 1. — **C. Dutoit**: Physikalische Repetitionen, 1 *g*. — **Reiss**: Praktische und theoretische Photographie, 2. — **A. Bonard**: Die Physik der krystallisierten Materie, Wärme, Elektrizität, 1. — **Hahn**: Maschinenelemente II, 2; Praktische Hydraulik, 2; Hydraulische Maschinen II: Turbinen und hydraulische Motoren, 3. — **Hoffet**: Technische Mechanik: Wärmemaschinen I, 4, III, 3; Konstruktionsübgn., 12. — **Landry**: Theorie und Konstruktion der Wechselstrommaschinen und Transformatoren, 3; Konstruktion der speziellen Apparate für Gleichstrom, 3; Konstruktionsübungen und Entwürfe, 16. — **Dapples**: Technische Physik: Erhitzung der Flüssigkeiten, Verdampfung etc., 3. —

Brunner: Organische Chemie, 7, Aromatische Reihe (Fortsetzung), 1 *g*; Arbeiten im chemischen Laboratorium, 3 Nachmittage, für Vorgerücktere, tägl. ausser Sonnabend. — **Brélaz**: Technische Chemie I: Salpetermischungen, Sprengstoffe, 2, II: Fettkörper, 2; Technische Analysen, 2. — **Chuard**: Analytische Chemie II: Gravimetrie, 2; Spezielle Chemie, 2. — **Pelet**: Technische Chemie: Herstellung der chemischen Produkte, 2, Farbstoffe, 2, III, 2; Laboratorium der technischen Chemie, 16. — **Bourget**: Laboratorium der physiologischen Chemie, 1 Nachmittag. — **P. Dutoit**: Physikalische Chemie: Chemische Äquivalente, Thermodynamik, 2, Praktische Übgn., 1 Nachmitt.; Elektrochemie: Elemente der technischen Elektrochemie, 2; Laboratoriumsarbeiten für Vorgerücktere, tägl. —

Amstein: Differential- und Integralrechnung, 5, Übungen, 2; Theorie der elliptischen Funktionen, 3; Elemente der Differential- und Integralrechnung (für Studierende der Physik und Naturwissenschaften), 3; Ausgewählte Kapitel der Integralrechnung, 2. — **Joly**: Analytische Geometrie (Fortsetzung), 2; Beschreibende Geometrie (Fortsetzung), 2, Übungen, 4; Zahlentheorie, 2. — **Maillard**: Astronomie: Planeten, Kometen, Sterne, historische und kritische Studien der Hypothesen über den Bau des Weltalls, 3; Himmlische Mechanik, 1; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 1. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Schall, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene,

tägl.; Physikalisches Praktikum, 9; Physikalisches Kolloquium, (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Einleitung in die theoretische Physik, 4, Übungen, 1 *g*; Wechselstrom, Theorie und Praxis, 2 *g*. — **v. Oettingen**: Geometrisch-perspektivisches Zeichnen mit praktischen Übungen, 2 *g*. —

Ostwald, vertreten durch Luther und Bodenstein: Elemente der chemischen Dynamik, 2; Chem. Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Physikalisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, 1 *g*. — **Beckmann**: Organische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Besprechung pharmazeutisch-chemischer Präparate: Anorganischer Teil, 2 *g*; Chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl.; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisch-toxikologisches Praktikum, halbtägig, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6. — **Stobbe**: Anorganische Experimentalchemie, 6; Organische Experimentalchemie II: Die aromatischen Verbindungen, 3; Vollpraktikum für Geübtere (mit Rassow), tägl. — **Wagner**: Methodik und Didaktik des chemischen Unterrichts, 1; Ausgewählte Kapitel der quantitativen Analyse, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer (Schulversuche und Analyse), tägl. — **Rassow**: Chem. Technologie, Brenn- und Leuchtstoffe sowie ausgewählte anorganische Betriebe, mit Exkursionen, $1^1/_2$; Ausgewählte Kapitel aus der Chemie der Pflanzen- und Tierstoffe, $1^1/_2$ *g*; Über ätherische Öle und Kampher, 1. — **Luther**: Elektrochemie, 2. — **Bodenstein**: Liest nicht. —

Scheibner: Liest nicht. — **Neumann**: Differential- und Integralrechnung (Fortsetzung und Anwendungen), 3; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Mayer**: Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Hölder**: Anwendungen der elliptischen Funktionen, 3; Projektive Geometrie in synthetischer Behandlung, 3; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Engel**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der Transformationsgruppen (Fortsetzung) mit Übungen, 2; Algebraische Gleichungen (Fortsetzung), 2. — **Hausdorff**: Differentialgeometrie: Theorie der Kurven und Flächen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Liebmann**: Einführung in die höhere Analysis, 3; Nichteuklidische Geometrie, 2. — **Bruns**: Fehlertheorie und Ausgleichungsrechnung, 4; Himmlische Mechanik II, 2: Praktische Übungen auf der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Peter**: Bahnverbesserung und spezielle Störungen, 2. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Optik, 4; Physikalisches Kolloquium (mit Feussner), 2 *g*; Physikalisches Praktikum (mit Feussner), 6; Leitung selbständiger Untersuchungen, tägl. — **Feussner**: Theoretische Physik: Elektrizität und Magnetismus, 4. — **Schulze**: Elastizitätstheorie, 2. —

Zincke: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, für Chemiker und Mediziner, 6; Repetitorium für Mediziner über organische Chemie, 1; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Schenck), tägl.; Praktisch-chemische Übungen für Mediziner (mit Schenck), 4. — **E. Schmidt**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Über Prüfung der Arzneimittel, 1; Praktische Übungen in der analytischen und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel. — **Fittica**: Theoretische Chemie, 2; Neuere Geschichte der Chemie, 1. — **Reissert**: Chemie der organischen Farbstoffe, 2. — **Schaum**: Physikalisch-chemisches Praktikum, 3; Grundlagen der wissenschaftlichen Photographie mit Übungen, 3. — **Schenck**: Chemische Technologie: Anorganischer Teil, 3. —

Hess: Geometrie der Ebene in analytischer und synthetischer Behandlung, 4; Ausgewählte Kapitel der höheren Analysis, 4; Übungen des mathematischen Seminars für Anfänger, $1^1/_2$, für Vorgeschrittene, $1^1/_2$ *g*. — **Hensel**: Differentialrechnung, 5; Theorie der algebraischen Funktionen einer Variabeln und ihre Anwendung auf die Theorie der algebraischen Kurven und der Abelschen Integrale, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **v. Dalwigk**: Funktionentheorie (mit besonderer Berücksichtigung der eindeutigen Funktionen), 5; Geodäsie (Übungen und ausgewählte höhere Kapitel), 2. — **Jung**: Zahlentheorie, 4; Algebra II, 2. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik II, 5; Praktische Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Graetz und Zehnder), 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Graetz**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Teile der höheren Mechanik, 2. — **Zehnder**: Kapitel aus der angewandten Physik, 2. — **Donle**: Einführung in die neuere Elektrizitätslehre, 2. — **Erk**: Meteorologisches Praktikum, tägl. *g*. —

v. Baeyer: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit K. Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Königs und Willstätter in der organischen Abteilung) tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Piloty), 4. — **Hilger**: Pharmazeutische Chemie II, 4; Forense Chemie, 1 *g*; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Nahrungsmittelchemie II: Vegetabilische Nahrungsmittel, Gebrauchsgegenstände, Wasser, 1; Chemisches Praktikum: Arbeiten auf dem Gesamtgebiete der angewandten Chemie, speziell der Nahrungsmittel — physiol. Chemie und elektrochemische Arbeiten, halb- und ganztägig; Spezialkursus für Studierende der Pharmazie, halbtägig. — **Königs**: Alkaloide, 1 *g*. — **K. Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie I: Alkalimetalle, Erdalkalien und Schwermetalle, für Anfänger und Vorgeschrittene, 3; Praktikum für Gasanalyse, 4; Praktikum für Spektralanalyse, 2. — **Piloty**: Über massanalytische Methoden, 2; Elektrolytisches Praktikum, ganztägig. — **Willstätter**: Teerfarbstoffe und ihre Anwendung in der Färberei, 4. — **Dieckmann**: Stereochemie, 1 *g*. —

G. Bauer: Algebra II, 4, Übungen, 1 *g*. — **F. Lindemann**: Theorie der elliptischen Funktionen, 5; Theorie der algebraischen Formen, 4; Mathematisches Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **Voss**: Theorie der Differentialgleichungen, 4; Theorie der algebraischen Kurven, 3; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Pringsheim**: Integralrechnung, 5, Ergänzungen und Übgn., 2. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie II: Axonometrie, Perspektive, 2, Übungen, 2; Graphische Statik (geometrische Mechanik), 2, Übungen, 1 *g*. — **Brunn**: Elemente der höheren Mathematik, 4. — **v. Weber**: Analytische Geometrie des Raumes mit Übungen, 5; Determinanten mit Anwendungen, 4. — **Korn**: Potentialtheorie und Kugelfunktionen, 5. — **v. Seeliger**: Theoretische Stellarastronomie (Fixsternkunde), 3; Praktisch-astronomische Übungen an den Instrumenten der Sternwarte (mit Anding), *g*. — **Anding**: Elemente der Astronomie, 2. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektromagnetismus, Induktion, Optik, 4; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik, 48. — **Knoblauch**: Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik, 48; Kinetische Gastheorie, 2. — **Fischer**: Experimentelle Akustik, 1; Physikalisches Praktikum für Lehramts-Kandidaten d. Mathematik u. Physik; Einführung in die theoretische Physik I: Mechanik, Elastizität und Wärme, 3. — **Emden**: Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3: Rechenübungen in der theoretischen Physik, 2. — **Edelmann**: Photographie mit besonderer Berücksichtigung der Lichtpause- und Vervielfältigungs-Prozesse, 1; Photographisches Praktikum. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, Übungen, 2; Elektrotechnik für Maschineningenieure und Chemiker II, 3, Übungen, 2; Theorie und Konstruktion der Messinstrumente und Elektrizitätszähler, 2. — **Heinke**: Grundzüge der Elektrotechnik II, 3, Übungen 2; Elektrotechnische Messkunde II, 2; Elektrotechnisches Praktikum I: Messtechnik und Photometrie, 4, für Vorgeschrittene, 20 bis 32; Elektrische Arbeitsübertragung und Centralanlagen, 2, Übungen, 4. — **Gleichmann**: Elektrische Schalt- und Regulierapparate, 2; Elektrische Bahnen, 1. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Gleichrichtern und Transformatoren, 4; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen II: Wechselstromgeneratoren und Synchronmotoren, 4; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile II, 3; Entwerfen von Maschinenteilen II, für Maschineningenieure, 8, für Elektroingenieure, 6

Entwerfen von Dampfkesseln, 2. — **Ultsch**: Einführung in die Konstruktionslehre der Arbeitsmaschinen, 1; Konstruktionslehre der Arbeitsmaschinen II, 2; Entwerfen von Arbeitsmaschinen II, 6; Allgemeine Maschinenlehre II, 4. — **Camerer**: Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 8. — **Lynen**: Konstruktionslehre der Dampfmaschinen, 6; Entwerfen von Eisenbahnmaschinen, 2. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre I, 4, II, 2; Praktikum im Laboratorium für theoretische Maschinenlehre, 2. — **v. Hoyer**: Mechanische Technologie II, 5; Ausgewählte Kapitel aus der mechanischen Technologie: Fabrikanlagen, 2. —

Muthmann: Allgemeine Experimentalchemie einschliesslich der Grundzüge der organischen Chemie, 5; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10 bis 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Schultz**: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20 bis 30; Chemische Technologie III, 4; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20 bis 30. — **Eibner**: Chemie der Benzolderivate II, 2; Pyridin, Chinolin, Isochinolin und Alkaloide, 1. — **Rohde**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie mit Berücksichtigung der Tageslitteratur, 1. — **Lipp**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Massanalyse I, 4; Brennmaterialien und Feuerungsanlagen mit Einschluss der technischen Gasanalyse II, Übungen, 3. — **Hofer**: Die elektrochemischen Prozesse, 2. — **Baur**: Spektroskopie und Spektralanalyse, 1. — **Lintner**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Gärungschemisches Praktikum, 30; Technologie und Warenkunde I, für Zolldienstaspiranten, 2. —

v. Braunmühl: Algebraische Analysis und Trigonometrie, 4, Übungen, 1; Projektivische Geometrie in synthetischer Behandlung, 4, Übungen, 1; Mathematisch-historisches Seminar, 2. — **Finsterwalder**: Höhere Mathematik II, 4, Übungen, 2; Mathematisches Seminar (Kolloquium), (mit v. Dyck), 2; Nichteuklidische Geometrie, 3. — **v. Dyck**: Partielle Differentialgleichungen der mathematischen Physik, 4. — **Anding**: Elemente der Astronomie, 2. — **Burmester**: Kinematik, 3; Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde II, 4, Praktikum II, 4 oder 8; Hauptvermessungsübungen, 1 oder 2 Wochen; Katastermessungen, 3, Praktikum IV, 10; Kartierungsübungen, 4. — **Kutta**: Spezielle Probleme der Elastizitätstheorie und Hydrodynamik, 3. — **Günther**: Potentialtheorie in ihrer Anwendung auf Geophysik, 1. — **Föppl**: Praktikum im mechanisch-technischen Laboratorium, 2; Technische Mechanik einschliesslich der Elemente der graphischen Statik und der analytischen Mechanik I: Einführung in die Mechanik, 4, IV: Dynamik, 3, Übungen, 2. —

Universität Münster.

Hittorf: Liest nicht. — **Heydweiller**: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Wärmelehre, 4; Theorie der Wärme, $1^3/_4$; Physikalische Übungen, 3 oder 6; Wissenschaftliche Arbeiten im Physikalischen Institut, tägl.; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Reinganum**: Physikalische Chemie, 2; Mechanik elastischer Körper, 1. —

Salkowski: Anorganische Chemie, 5; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2 *g*; Praktische Übungen und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **König**: Analytische Chemie: Metalloide, 1; Hygiene, 2 *g*; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, tägl. *g*. — **Kassner**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil mit Demonstrationen und Experimenten, 4; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Analyse technischer Gase, 1; Über Gifte und ihren Nachweis in Untersuchungsobjekten, 1 *g*; Toxikologische, pharmazeutisch-chemische und massanalytische Übungen im Laboratorium. Darstellung chemischer Präparate. Für Vorgerücktere Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, tägl. ausser Sonnabend. —

Killing: Differential- und Integralrechnung I, 3, Übgn., 1 *g*; Synthetische Geometrie, 4; Ausgewählte Kapitel der Elementarmathematik, 2; Übungen des mathematischen Unterseminars, 2 *g*; Nachträge zur analytischen Geometrie, 1 *g*. — **v. Lilienthal**: Analytische Geometrie I, 4; Determinantentheorie mit Anwendungen, 4; Übungen des mathematischen Oberseminars, 1 *g*. — **Dehn**: Zahlentheorie, 4; Höhere Mathematik: Analytische Geometrie, Differential- und Integralrechnung, für Naturwissenschaftler, 3; Übungen in Theorie und Anwendungen der elliptischen Funktionen, 1 *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik, 5. — **v. Geitler**: Physikalisches Praktikum, a) für Physiker und Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Elektromagnetische Lichttheorie, 2. — **Lippich**: Theoretische Mechanik, 3; Elektrostatik und Magnetismus, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Spitaler**: Geophysik, 2; Optische und elektrische Erscheinungen in der Atmosphäre, 2. —

Goldschmiedt: Organische Chemie für Philosophen, Mediziner und Pharmazeuten, 5; Chemische Übungen für Mediziner; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, *g*. — **Gintl**: Methoden der gerichtlich-chemischen Untersuchung mit praktischen Übungen, für Lebensmittelchemiker, 4. — **Meyer**: Prinzipien der organischen Synthese, 2. — **Kirpal**: Chemische Technologie, 2. — **Rothmund**: Elektrochemie, 3; Physikalisch-chemische Messmethoden, 2; Anleitung zu wissenschaftl. Untersuchgn., *g*. —

Pick: Differentialgleichungen, 3; Differential- und Integralrechnung, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Gmeiner**: Analytische Geometrie, 3; Über Zahlenkongruenzen, 2. — **Weiss**: Elemente der darstellenden Geometrie, 2. — **Weinek**: Theorie des Passagen-Instrumentes im Meridiane und im ersten Vertikale, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 2; Über Finsternisse, Sternbedeckung und Planetenvorübergänge, 1 *g*. — **Oppenheim**: Präzession, Nutation und Veränderung der geographischen Breite, 4. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik, 5, Ausgewählte Kapitel für Chemiker, 2. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 2, Übungen, 3; Spezielle Elektrotechnik, 2; Ausgewählte Kapitel der Wechselstrom-Elektrotechnik, 1. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Maschinenbau I (1. Teil), 2, Konstruktive Übungen, 4, I (2. Teil), 2, Konstruktions-Übungen, 7. — **Doerfel**: Maschinenlehre, 5, Konstruktions-Übungen, 6, Ausgewählte Kapitel, 2; Maschinenbau II, 2, Konstruktions-Übungen, 4. — **Baudiss**: Maschinenbau II, 4, Konstruktions-Übungen, 6, Ausgewählte Kapitel, 2. — **Pichl**: Klimatologisches Praktikum, 1. —

Gintl: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe, 5; Praktische Übungen, 6; Analytische Chemie (qualitative), Repetitorium, 2; Analytische Chemie (quantitative), 2, Praktische Übungen, 24; Spezielle Kapitel der organischen Chemie, 1; Praktische Photographie und Übungen, sechswöchentlicher Kurs; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Untersuchungen für Geübtere (mit Storch), 15; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2, Übungen, 6. — **Storch**: Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 2; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Massanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie, Elektrochemie, 3; Theorie der cyklischen Verbindungen, 2. — **Zulkowski**: Übungen über praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 4; Chemische Technologie organischer Stoffe, $6^1/_2$; Übungen im chemisch-technischen Laboratorium, tägl. — **Czapek**: Agrikulturchemie, 3. — **W. Gintl jun.**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1. — **Harpf**: Technologie des Sulfitzellstoffes, 2. —

Weiss: Mathematik, 6, Repetitorium, 2; Elemente der höheren Mathematik, 2, Repetitorium, 1; Übungen aus der Integralrechnung, 1; Analytische Mechanik, 2. — **Grünwald**: Mathematik II, 3, Repetitorium, 2; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 8; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 2. — **Adler**: Graphisches und mechanisches Rechnen, 2. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik I, 2; Graphische Statik, 2, Konstruktive Übungen, 2; Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, III, 3; Materialienlehre, 1. — **Ruth**: Elemente der niederen Geodäsie, Übungen, 2; Niedere Geodäsie I, Übungen, 2, II, $4^1/_2$, Übungen, 4; Grundzüge der sphärischen Astronomie, 3, Übungen, 2; Anwendungen der Geodäsie auf Kulturtechnik, 2, Übungen, 2. —

Universität Rostock.

Matthiessen: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Mechanik, Optik, 5; Physikalisches Seminar, 2 *g*; Kleines physikalisches Praktikum für Mathematiker, Mediziner, Chemiker und Pharmazeuten, 9; Grosses physikalisches Praktikum, Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten für Geübtere (mit Wachsmuth), tägl. — **Wachsmuth**: Elastizität und Hydrodynamik, 3; Einleitung in das physikalische Praktikum mit Demonstrationen, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Kümmell), 14tägig, 2 *g*. —

Michaelis: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übgn. im Laboratorium: Grosses Praktikum, tägl. ausser Sonnabend, kleines Praktikum, 9, Übungen für Mediziner, 4, Übungen für Nahrungsmittelchemiker, 4. — **Stoermer**: Massanalyse, 1; Aromatische Verbindungen, 4; Repetitorium der aliphatischen Reihe, 2. — **Kümmell**: Elektrochemie, 2; Photochemie, 1; Elektrochemische Analysen und Präparate, 3; Grosses physikalisch-chemisches Praktikum (Leitung selbständiger Arbeiten), tägl. ausser Sonnabend. *g*. — **Kunckell**: Titrier-Methoden des Deutschen Arzneibuches und Repetitorium der pharmazeutischen Chemie, 2; Einführung in die Nahrungsmittelanalyse für Pharmazeuten, 1. —

Staude: Differential- und Integralrechnung, 4; Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. —

Universität Strassburg.

Braun: Experimentalphysik I: Mechanik, Molekularphysik, Optik, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10, Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Cohn**: Theorie der Wärme, 3; Neuere Untersuchungen im Gebiete der Elektrizitätslehre, für Vorgeschrittene, 1 *g*. — **Cantor**: Theorie galvanischer Elemente, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum, 4. — **Zenneck**: Ausgewählte Kapitel aus der Akustik, 1. — **Hergesell**: Theorie und Praxis der meteorologischen Beobachtungen, insbesondere der Messungen durch Luftballons und Drachen, 2; Meteorologische Arbeiten im meteorologischen Institut, tägl. *g*. —

Thiele: Experimentalchemie, organischer Teil, 5; Chemische Übungen und Untersuchungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Kohlschütter**: Spezielle anorganische Chemie II, 3, Praktikum für Gasanalyse, 3. — **Rose**: Chemische Technologie der schweren Metalle, 5; Analytische Chemie, 4. — **Erlenmeyer**: Stereochemie, 1; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere (mit Kreutz), tägl. — **Köhl**: Die polyzyklischen Verbindungen des Steinkohlenteers und ihre Derivate, 2. — **Kreutz**: Die Gewinnung, Zusammensetzung und Untersuchung der alkoholischen Getränke, 1. — **Schär**: Pharmazeutische Chemie, 5; Grundzüge der physiologischen Chemie, für Pharmazeuten, 2; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. ausser Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum, 4; Die Fette und Wachsarten in pharmazeutisch-chemischer Beziehung, 1 *g*. —

Roth: Differential- und Integralrechnung, 3, Übungen, 2 *g*; Analytische Geometrie der Ebene, 3. — **Epstein**: Theorie und Anwendung der Determinanten, 2. — **Disteli**: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Darstellende Geometrie II, 2, Übungen, 4; Übungen des mathematischen Seminars (untere Abteilung), 1½. — **Reye**: Ausgewählte Kapitel der höheren synthetischen Geometrie, 3; Theorie der Kräfte, die nach Newtons Gesetz wirken (Potentialtheorie), 3; Übungen des mathematischen Seminars, 2 *g*. — **Weber**: Bestimmte Integrale und Einleitung in die Funktionentheorie, 4; Höhere Algebra, 4; Übungen des mathematischen Oberseminars, 2; Mathematisches Kolloquium, 14tägig. — **Becker**: Sphärische Astronomie, insbesondere in ihrer Anwendung auf astronomisch-geographische Ortsbestimmung, verbunden mit praktischen Übungen, 3; Theorie der Ausgleichung der Beobachtungsfehler, 2; Seminaristische Übungen (Kolloquium), *g*; Astronomische Beobachtungen an den Instrumenten der Sternwarte, für Vorgeschrittene. — **Wislicenus**: Historische Einleitung in die Astronomie, 1; Dioptrik (Fernrohr und Mikroskop), 1; Besprechung der neuesten litterarischen Erscheinungen auf astronomischem Gebiete, 1. —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Magnetismus, Elektrodynamik, Optik, 4; Übungen im physikalischen Laboratorium, tägl.; Theoretische Physik: Elektromagnetismus und Induktion, 2. — **Englisch**: Anwendungen der Photographie in Wissenschaft und Technik mit Einschluss der Reproduktionsverfahren, 1; Anleitung zum Photographieren, 2. — **Veesenmeyer**: Die elektrische Arbeitsübertragung, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 8; Projektierung elektrischer Anlagen, 2. — **Dietrich**: Elektrische Beleuchtung, 2; Elektrotechnische Messkunde, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium I, für Anfänger (mit Herrmann, Heinrich und Brühn), 4 halbe Tage, II, für Vorgerücktere (mit Herrmann, Heinrich und Brühn), tägl. ausser Sonnabend; Elektrotechnisches Seminar (mit Veesenmeyer und Herrmann), 1. — **Herrmann**: Die Elektrizitätswerke einschliesslich der Leitungen, 2; Übgn. im elektrotechnischen Laboratorium I, 2. — **v. Weyrauch**: Aerostatik und Aerodynamik, 2; Einleitung in die mathematische Theorie der Elastizität, 2. — **Ernst**: Maschinenelemente (mit Kirner), 3; Hebezeuge (mit Kirner), Konstruktionsübungen, 6. — **Thomann**: Wassermotoren, 6; Turbinenregulatoren, 1—2; Maschinenkonstruktionen (mit Dietrich), 8; Maschinenkunde mit Übungen, 4. — **Bantlin**: Dampfkessel, 3; Maschinenkonstruktionen (mit Kloth), 10. — **v. Bach**: Materialprüfungsanstalt (mit Braun und Gottwein), 1, Übungen, 5 Tage; Ingenieurlaboratorium mit Übungen (mit Roser); Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Berg**: Pumpen, 2; Maschinenzeichnen, 12. —

Hell: Allgemeine Experimentalchemie, 4; Übungen im Laboratorium für allgemeine Chemie (mit Kehrer, Kauffmann und Gansser), tägl. ausser Sonnabend; Organische Chemie, 2; Theoretische Chemie, 2. — **Kehrer**: Analytische Chemie, 2. — **Schmidt**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Chemie, 1; Chemisch-technische Analyse, 1. — **Kauffmann**: Physikalische Chemie, 1; Chemisch-physikalisches Kolloquium, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Rohland**: Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 2; Über Cement, Beton, Gips, Kalk, Chamotte und Kunststeinfabrikation, 1, mit Übungen. — **Seel**: Chemisch-pharmazeutisches Praktikum, 4; Ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 2; Gewinnung, Untersuchung und Beurteilung der wichtigsten Nahrungs- und Genussmittel, 1 *g*. — **N. N.**: Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Philip**: Technische und Handelsanalysen organischer Produkte, 1. — **Häussermann**: Technische Chemie, 2; Chemische Technologie der Baumaterialien, 1; Metallurgie, 1; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie (mit Schmidt), tägl. ausser Sonnabend; Elektrochemie, 1—2. —

Hohenner: Trigonometrische Übungen, 2. — **Roth**: Mathematische Geographie, 2; Perspektive, 2. — **Bretschneider**: Repetitorium in niederer Mathematik, 1. — **Reuschle**: Analytische Geometrie der Ebene (mit Roth), 3, Übungen, 1; Differential- und Integralrechnung I (mit Roth), 4, Übungen, 2, III (mit Roth), 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar (mit Mehmke), 1. — **Wölffing**: Krümmungstheorie, 3; Partielle Differentialgleichungen, 1 *g*. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Schattenkonstruktionen und Perspektive mit Übungen, 1—2; Kinematik, 2, Übungen, 1. — **Autenrieth**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 6. — **Hammer**: Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, Übgn., 2; Astronomische Zeit- und direkte geographische Ortsbestimmung, Übungen, 1. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik I: Mechanik und Optik, 5; Physikalische Übungen für Anfänger, 4; Selbständige Untersuchungen, tägl. — **Waitz**: Theorie des Lichtes, 3, Übungen, 2; Populäre Astronomie, 2. —

v. Hüfner: Ausgewählte Kapitel aus der physiologischen Chemie, 2; Praktisch-chemische Übungen für Mediziner (mit Küster) I (qualitative Analyse), 6, II (quantitative Analyse), 6; Physiologisch-chemische Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Wislicenus**: Organische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig (mit Bülow); Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig (mit Weinland); Präparative Arbeiten, ganz-

tägig; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, ganztägig. — **Bülow**: Analytische Chemie II, 3; Maschinelle Hilfsmittel der chemischen Grossindustrie, 1. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 2; Forensische Chemie, 1. — **Küster**: Agrikulturchemie, 1; Repetitorium der Chemie für Mediziner, 2. — **Wedekind**: Spezielle anorganische Chemie (Schwermetalle und seltene Elemente), 2; Physikalisch-chemisches Praktikum, 1. — **Dimroth**: Benzolderivate II, 2; Besprechung von neueren chemischen Arbeiten, 1. —

v. Brill: Analytische Geometrie des Raumes, 3; Theorie der Krümmung der Flächen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Stahl**: Niedere Analysis, 3, Übungen, 1; Höhere Analysis, 3, Übungen, 1. — **Maurer**: Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 2; Einwertige Funktionen einer kompletten Variabeln, 2, Übungen, 1. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik für Philosophen und Mediziner, I. Teil, 4; Mathematische Ergänzungen zur Experimentalphysik, 1 *g*. — **Boltzmann**: Akustik und Optik, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar, 1. — **Exner**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6; Physikalisches Praktikum für Chemiker und Naturhistoriker, 5; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene; Physikalisches Konversatorium, 1 *g*. — **Jäger**: Elemente der theoretischen Physik: IV. Optik (mit Experimenten), 3; Wärme- und Elektrizitätsleitung, 2. — **Moser**: Experimentalphysik für Hörer der Medizin und der Philosophie (insbesondere Elektrizität und Optik), 3; Einführung in die mathematische Physik (für Hörer der Medizin und der Philosophie), 2; Demonstrationen und Übungen an und mit physikalischen Apparaten als Ergänzung der Experimentalvorlesung. — **Lampa**: Elektro-magnetische Theorie des Lichtes, 2. — **Benndorf**: Wird später ankündigen. — **v. Schweidler**: Einführung in die messende Physik (im Anschluss an das physikalische Praktikum), 1. — **Meyer**: Wärmestrahlung, 1. — **Hasenöhrl**: Elektrodynamische und optische Erscheinungen in bewegten Körpern, 2. — **Mache**: Kapillarerscheinungen, 2. — **Hann**: Allgemeine Meteorologie, II. Teil: Die atmosphärischen Störungen, das Wetter, 2. — **Pernter**: Meteorologische Instrumentenkunde mit Übungen an der k. k. Centralanstalt für Meteorologie, 3. —

Lieben: Experimentalchemie, II. Teil, d. i. organische Chemie (mit Berücksichtigung auch medizinischer Hörer), 5; Chemische Übungen für Anfänger; Chemische Übungen für Mediziner; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie, II. Teil, 5; Chemische Übungen für Anfänger; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene. — **Lippmann**: Organische Chemie II: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemische Übungen für Anfänger; Arbeiten im chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene. — **Herzig**: Pharmazeutische Chemie, 5; Übungen aus pharmazeutischer Chemie für Pharmazeuten im IV. Semester, 5. — **Fossek**: Liest nicht. — **Zeisel**: Wird später ankündigen. — **Vortmann** und **Schacherl**: Lesen nicht. — **Pomeranz**: Analytische Chemie (Titriermethoden), 1; Thermochemie, 1. — **Franke**: Anleitung zur chemischen Analyse im Anschlusse an die chemischen Übungen für Mediziner (mit Lieben), 1; Methoden der qualitativen Analyse, 1. — **Pollack**: Repetitorium der analytischen Chemie für Pharmazeuten, 1; Organische Technologie II, 1. — **Wenzel**: Chemische Technologie (Brennstoffe und Feuerungen), 1; Die Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 1. —

v. Escherich: Elemente der Differential- und Integralrechnung (m. besond. Berücksicht. der Bedürfnisse der Naturhistoriker, Physiker, Chemiker, Mediziner u. Versicherungsmathematiker), 5; Übungen zu diesen Vorlesungen, 2 *g*; Proseminar für Mathematik, 1; Seminar für Mathematik, 2. — **Gegenbauer**: Liest nicht. — **Mertens**: Zahlentheorie (Fortsetzung), 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2; Übungen im mathematischen Proseminar, 1; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3; Mathematische Statistik, 3. — **Kohn**: Synthetische Geometrie (Fortsetzung), 4; Übungen zu dieser Vorlesung, 1 *g*; Invariantentheorie mit geometrischen Anwendungen (Fortsetzung), 2. — **Tauber**: Wird später ankündigen. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, II. Teil, 3. — **Zsigmondy**: Liest nicht. — **Daublebsky v. Sterneck**: Algebra, 3. — **Carda**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Berührungstransformationen, 2. — **Plemelj**: Potentialtheorie mit Anwendungen (Fortsetzung), 2. —

Weiss: Praktische Astronomie, 4. — **v. Hepperger**: Theorie der speziellen Störungen, 3; Bahnbestimmung der Doppelsterne, 2. — **Schram**: Interpolationsrechnung und mechanische Quadratur, 2. — **Prey**: Theorie des Saturnringes, 1. — **Prey**: Das geometrische Nivellement, 1. — **Hartl**: Kartographie mit Konstruktionsübungen, 4. —

Technische Hochschule Wien.

Ditscheiner: Allgemeine und technische Physik, 5; Physik für Chemiker, 2, Übungen, 1. — **Hochenegg**: Elektrotechnik, 4, Übungen und Untersuchungen, 4. — **Sahulka**: Theorie der Wechselströme und deren Anwendungen in der Praxis, 3. — **Reithoffer**: Elektrische Oszillationen, 1. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahn-Signalwesen, 2. — **Liznar**: Erdmagnetismus, 2. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre, 4. — **N. N.**: Maschinenbau I, 5, Konstruktionsübungen, 15. — **v. Hauffe**: Maschinenbau II, 5, Konstruktionsübungen, 15. — **Englaender**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Maschinenzeichnen, 8. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, 3. — **v. Stockert**: Eisenbahn-Maschinendienst, 3. — **Strache**: Beleuchtungswesen, 2. —

Bauer: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5, Übungen, 20. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **Bamberger**: Encyklopädie der techn. Chemie, 3; Agrikulturchemie, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1. — **Wegscheider**: Theoretische und physikalische Chemie I und II. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2. — **Suida**: Die wichtigsten Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie, 1. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **v. Jüptner**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übungen, 20. —

Allé: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Zsigmondy**: Mathematik I, 5; Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 5. — **Czuber**: Mathematik II, 5; Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 4. — **Daublebsky v. Sterneck**: Theorie der Raumkurven und Flächen, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktives Zeichnen, 6. — **Schmid**: Projektive Geometrie II, 2, Konstruktionsübungen, 2; Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktives Zeichnen, 6. — **Finger**: Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 5; Analytische Mechanik, 2. — **Hermanek**: Technische Mechanik II: Hydromechanik, 3. — **Schell**: Praktische Geometrie, $7^1/_2$, Praktische Übungen, Situationszeichnen, 3 resp. 4; Photogrammetrie, $1^1/_2$. — **Tinter**: Höhere Geodäsie, 4; Sphärische Astronomie, 3; Übungen im Beobachten und Rechnen, $2^1/_2$; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik II: Elektrizität und Optik, 5; Praktische Übungen im physikalischen Institut, 4 bezw. 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Seitz**: Wärmetheorie, 2. —

Hantzsch: Organische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum (mit Tafel), ganz- und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen (mit Tafel), tägl. — **Medicus**: Chemische Technologie, 4; Pharmazeutische Chemie, 5; Praktikum für Pharmazeuten, halbtägig; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- und ganztägig. — **Tafel**: Massanalyse, unter Berücksichtigung der durch das deutsche Arzneibuch vorgeschriebenen Methoden, 1. — **Reitzenstein**: Heterozyklische Verbindungen, 2. — **Ley**: Physikalische Chemie II, mit Demonstrationen, 2. —

Prym: Integralrechnung, 6, Übungen, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der Funktionentheorie, 2 *g*. — **Selling**: Sphärische

Astronomie, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, Fehlerausgleichg., Versicherungswesen, 2; Demonstrationen zur beschreibenden Astronomie, 1 *g*. — **Rost**: Darstellende Geometrie II, 4; Analytische und synthetische Geometrie der Kegelschnitte, 4; Anwendungen der Infinitesimalanalysis auf Geometrie, 4; Ausgewählte Kapitel der Elementarmathematik, 2 *g*. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Theoretische Physik, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 1/2 Tag, für Vorgerücktere, tägl.; Physikalische Übungen für Kandidaten des Sekundarlehramts, 2. — **Schaufelberger**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2. —

Werner: Organische Experimentalchemie, 5; Anorganische Chemie II, 2; Stereochemie, 1; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker, tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere (präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten), tägl.; Elektro-chemische Übungen, 2 Nachmittage *g*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g*; Chemisches Halbpraktikum, für Studierende der Naturwissenschaften, halbtägig. — **Abeljanz**: Quantitative chemische Analyse mit Berücksichtigung der elektrolytischen Methoden, 2; Chemie und Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 2, mit Übungen; Anleitung zu medizinisch-chemischen Arbeiten, 1—2; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre, 3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Lehramtskandidaten, 2 Tage; Chemische Übungen für Kandidaten des Sekundarlehramtes, 2. — **Pfeiffer**. Einleitung in die physikalische Chemie, 2; Organische Chemie III: Farbstoffe, 1. —

Burkhardt: Lineare Differentialgleichungen, 4; Vektoranalysis, 2; Mathematische Behandlung periodischer Naturerscheinungen, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Weiler**: Analytische Geometrie II, 2; Darstellende Geometrie II, 3; Mathematische Geographie, 2; Kartenprojektionen, 2. — **Kraft**: Allgemeine Mannigfaltigkeitstheorie, 4. — **Gubler**: Einleitung in die Zahlentheorie, 2; Politische Arithmetik mit Übungen, 2; Inhalt und Methode des mathematischen Unterrichts in der Mittelschule, 2. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 9; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Messmethoden der Elektrotechnik, 2; Einführung in die Theorie des Wechselstroms, 2; Cylinder- und Kugelfunktionen und ihre Verwendung in der Physik, 2; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12 oder 24; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 oder 16. — **Weiss**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4; Travaux scientifiques dans les laboratoires de physique, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1. — **Tobler**: Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik (Fortsetzung), 1 *g*. — **Wyssling**: Elektrische Centralanlagen I, 2. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau II, 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren, 12; Gasmotoren (Fortsetzung), 1; Übungen in der kalorischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen I, 2, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen und Demonstrationen im Laboratorium, 3; Fabrikanlagen, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, 1/2 Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie I: Metallurgie, 4, Repetitorium, 1; Mechanische Technologie III: Werkzeugmaschinen (Fortsetzung), Spinnerei, 3, Repetitorium, 1; Maschinenlehre, 4, Übungen, 4. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen I, 2. — **Fliegner**: Praktische Hydraulik, 2; Theoretische Maschinenlehre I (Einleitung), 2, Übungen, 2; Theoretische Maschinenlehre III: Lokomotiven, 3, Übungen, 2. — **Gerlich**: Strassen- und Eisenbahnbau, 6, Konstruktionsübungen, 6. — **Herzog**: Mechanik I, 6, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Kraft**: Angewandte Mechanik, Bewegungsmechanismen, 4. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 2, Übungen, 6; Skizzierübungen, 2; Maschinenbau (Transmissionen und Hebezeuge), 4, Repetitorium, 1; Maschinenkonstruieren und Demonstrationen im Laboratorium, 9. — **Schüle**: Technologie des matériaux de construction I, 3, Repetitorium, 1; Materialtechnisches Praktikum, 4; Eisenkonstruktionen, mit Repetitorium, 3. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 4; Feuerungsanlagen, 2, Konstruktionsanlagen, 2. — **Barbieri**: Photographie II, 1; Photographisches Praktikum, 15; Photogrammetrie, 1. —

Bamberger: Organische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 3, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl.; Chemisches Praktikum (mit Treadwell), 2 bezw. 4. — **Bosshard**: Gärungschemie, 1. — **Constam**: Physikalische Chemie II, 1; Organische Elektrochemie, 1 *g*; Thermochemisches Praktikum (mit Lorenz), 1/2 Tag; Physikalisch-chemisches Vollpraktikum (mit Lorenz), tägl. — **Gnehm**: Künstliche organische Farbstoffe, 3, Repetitorium, 1; Nahrungsgewerbe, 2; Beleuchtungsindustrie, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Grete**: Agrikulturchemische Untersuchungsmethoden, 2 *g*. — **Hartwich**: Pharmazeutische Chemie, 5; Ätherische Öle, 1; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Technische Botanik II: Untersuchung von Nahrungsmitteln und Gewürzen, 2; Warenkunde, 2; Mikroskopische Übungen in der Nahrungsmittelkunde, 2 halbe Tage; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, tägl.; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl. — **Lorenz**: Technische Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 15. — **Lunge**: Anorganische chemische Technologie, 3, Repetitorium, 1; Chemische Technologie der Baumaterialien und Explosivstoffe, 2; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Schulze**: Organische Chemie, 3, Repetitorium, 1; Agrikulturchemie II: Fütterungslehre, 2; Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium, 4 und 8; Agrikultur-chemisches Praktikum für Vorgerücktere, 24. — **Treadwell**: Analytische Chemie II, 2; Chemisch-technische Analyse mit Übungen, 4; Probierkunde mit Übungen, 2; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Winterstein**: Anleitung zu den Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium, 1; Physiologische Chemie (ausgewählte Kapitel), 2. —

W. Fiedler: Darstellende Geometrie, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 4; Analytische Geometrie der Lage, 2. — **Franel**: Calcul intégral, 4, Répétition, 1, Exercices, 2. — **Geiser**: Ebene Kurven, 4; Ausgewählte Probleme der analytischen Geometrie, 2. — **Hirsch**: Integralrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Theorie der linearen Differentialgleichungen (Fortsetzung), 2. — **Hurwitz**: Elliptische Funktionen, 4, Übungen, 2; Mathematisches Seminar (mit Lacombe), 2. — **J. Keller**: Repetition der darstellenden Geometrie (Axonometrie, Kollineation, Kegel-, Rotations- und Schraubenflächen), 2; Repetitorium der Differential- und Integralrechnung an Hand von Übungen, 2. — **Lacombe**: Géométrie descriptive, 2, Répétition, 1, Exercices, 4. — **Rebstein**: Ausgleichungsrechnung, 2, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Katastervermessung und Güterzusammenlegung, 2; Versicherungsmathematik, 2. — **Rudio**: Anwendungen der höheren Mathematik, 4; Zahlentheorie (Fortsetzung), 2. — **Wolfer**: Geographische Ortsbestimmung, 3; Übungen im astronomischen Beobachten, 3; Einleitung in die Astrophysik, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. E. Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. April 1903. Redaktionsschluss für No. 15 am 23. April 1903. 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Bewegungen im verdünnten Raum rings um einen Draht, welcher an einen Induktorpol angeschlossen ist.

Von J. Borgmann.

Ich habe schon in dieser Zeitschrift[1]) jene bemerkenswerten und schönen Lichterscheinungen beschrieben, welche man in bis auf wenige Millimeter Gasdruck evakuierten Röhren beobachtet, wenn in der Richtung der Längsachse des Rohres ein dünner Platindraht eingelötet ist, der an einen Pol des Induktors angeschlossen ist, während beide Induktorpole durch eine Funkenstrecke miteinander verbunden sind.

1) Diese Zeitschrift **2**, 659, 1901; **3**, 433, 565, 1902.

Ich erlaube mir eine Autotypie (Fig. 1) nach einer photographischen Aufnahme der hellen violettfarbenen Linsen, welche man bei einem Luftdruck von 8 mm beobachtet, wenn der Draht mit dem positiven Pol des Induktors verbunden wird, meiner Mitteilung beizulegen. (Die Exposition war 5 Min.) Der dunkle Streifen rechts auf dem Bilde ist ein schmaler Papierstreifen, welcher auf das Rohr aufgeklebt war, um als Ausgangspunkt beim Zählen der Linsen zu dienen.

Da ich zur Zeit die Ursachen des Entstehens der von mir beobachteten Erscheinungen zu ergründen suche, führte ich in das Rohr ein sehr feines Pulver ein, um meine Voraussetzung dass die leuchtenden Linsen jene Stellen des Raumes darstellen, an welchen die positiven und negativen Ionen sich vereinigen, während

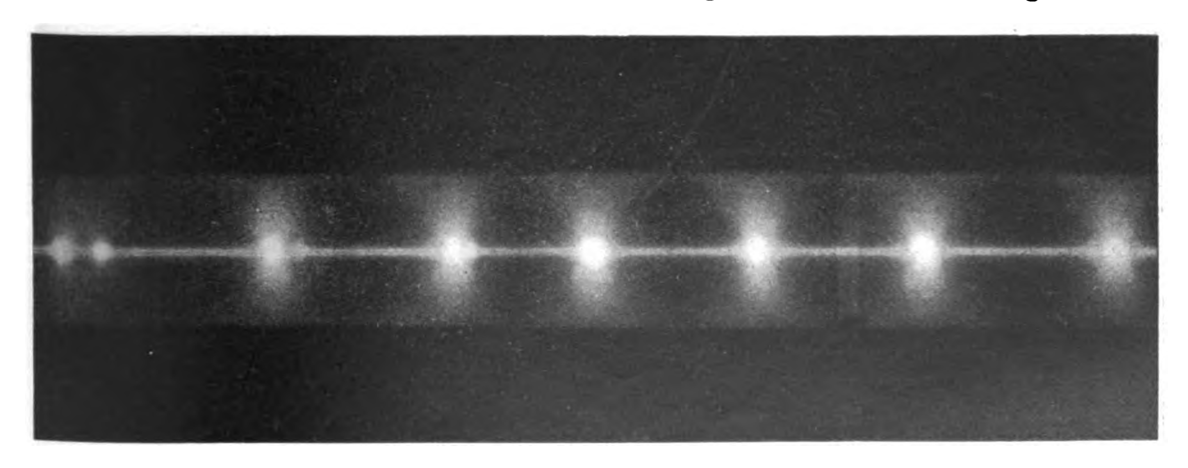


Fig. 1.

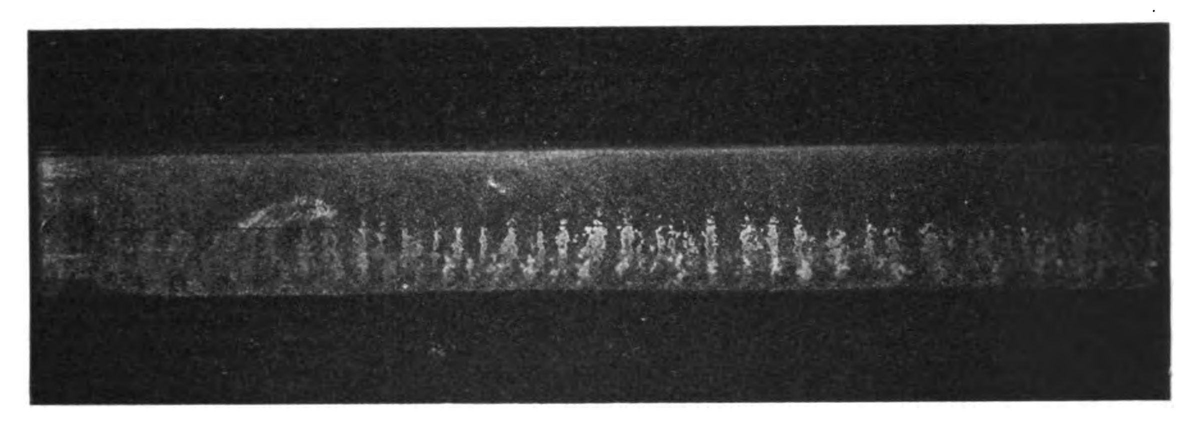


Fig. 2.

die dunkleren Zwischenräume der freien Bewegung der Ionen entsprechen, zu prüfen. (Die Versuche haben gezeigt, dass zu diesem Zwecke das feine Schwefelpulver oder ein Gemisch von Schwefel und Mennig, wie es zu den Lichtenbergschen Versuchen gebraucht wird, besonders geeignet ist.) Die Versuche führten zu höchst bemerkenswerten Resultaten.

Ist das Rohr bis auf etwa 150 mm Druck evakuiert, wobei der mit dem positiven Induktorpol verbundene Draht sich mit ziemlich eng verteilten leuchtenden Sektoren bedeckt, so kommt das Pulver im Rohre sofort in Bewegung. Nach sehr kurzer Zeit ordnet es sich und bildet parallel zu einander und perpendikulär zur Längsachse des Rohres gerichtete Schichten. Die Zwischenräume zwischen den Schichten entsprechen der Lage nach den leuchtenden Sektoren. Fig. 2 ist eine Autotypie nach einer photographischen Aufnahme dieser Erscheinung. Kommutiert man den primären Strom des Induktors, so dass der Draht im Rohre mit dem negativen Induktorpole in Verbindung steht, so entstehen im Rohre keine Sektoren, sondern nur ein gleichmässiges nebeliges Leuchten, welches cylinderartig den Draht umringt, und das Pulver bildet keine Schichten.

Bei stärkerem Auspumpen (bei 10 mm Druck und weniger), wenn der an den positiven Induktorpol angeschlossene Draht sich mit gut ausgebildeten und ruhigen Linsen bedeckt, teilt sich das Pulver nicht mehr in Schichten, sondern man beobachtet im Rohre eine ganz eigenartige Erscheinung. Beleuchtet man das Rohr (am besten mit einer elektrischen Laterne) so kann man im Rohr das Entstehen (von unten) besonderer Staubfiguren beobachten. Diese Figuren vergrössern sich allmählich und nehmen nach einiger Zeit das ganze Innere des Rohres ein. Jede Staubfigur ist ein Rotationskörper, welcher den hellen Teil jeder Linse umringt, Bei entsprechender Beleuchtung ist es möglich die Staubfiguren und die in ihnen enthaltenen Linsen gleichzeitig zu beobachten. Bei Unterbrechung des Stromes verschwinden die Staubfiguren nicht gleich. Ihre Dimensionen verkleinern sich allmählich, der Staub setzt sich zu Boden und erst nach 3—4 Minuten verschwinden die Figuren.

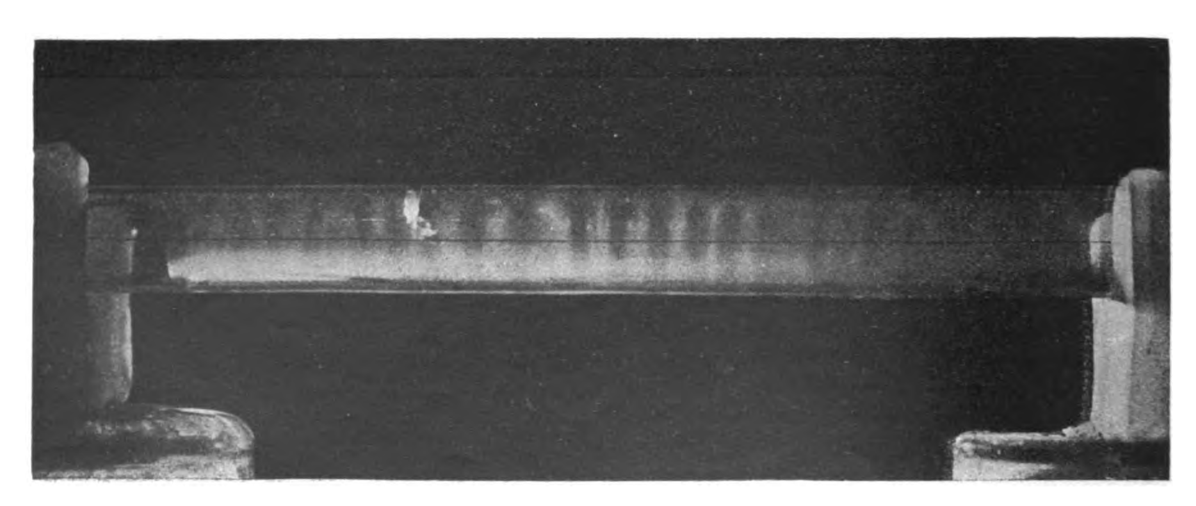


Fig. 3.

Fig. 3 stellt eine Autotypie nach einer photographischen Aufnahme dieser Erscheinung dar (Exposition 20 Sek.). Die helleren Stellen der Aufnahme entsprechen den Staubfiguren. Der dunklere Raum inmitten jeder Staubfigur entspricht einer Linse. Die Fig. 3 entspricht einem Drucke von ca. 10 mm, bei welchem man im Rohre nicht sehr dicke und ziemlich eng verteilte Linsen erhält. Bei weiterem Evakuieren, wobei die Linsen dicker werden und auseinander rücken, verändert sich demgemäss auch die Form der Staubfiguren. Eine jede Staubfigur stellt wie früher gewissermassen eine Hülle dar, welche den hellsten Teil der Linse umschliesst.

Bei Verlängerung der Funkenstrecke, welche die Induktorpole verbindet, beobachtet man gleichsam ein gegenseitiges Abstossen der benachbarten Staubfiguren. Sie erscheinen voneinander durch dunkle Zwischenräume, die den

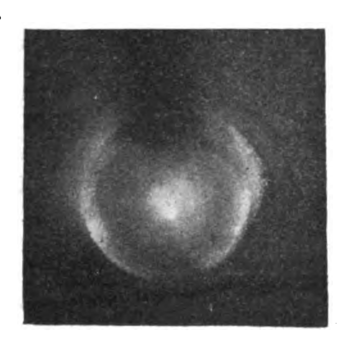


Fig. 4.

ganzen Durchmesser des Rohres erfüllen, getrennt.

Verbindet man den Draht mit dem negativen Pole des Induktors, so erhält man keine Figuren, dagegen erscheint das Innere des Rohres gleichsam mit Rauch erfüllt. Bei näherem Betrachten erweist es sich, dass dieser „Staubrauch" aus zwei Staubwirbeln besteht, deren Achsen dem Draht parallel sind und die durch einen dunklen Zwischenraum, der in einer senkrechten, den Draht einschliessenden Ebene liegt, voneinander getrennt sind. Ich habe mir ein Rohr hergestellt, bei dem ein Ende durch eine planparallele Glasplatte geschlossen ist, ähnlich dem Rohre, welches ich in einer früheren Mitteilung beschrieb. Durch diese Glasplatte kann man mit Leichtigkeit die Wirbelbewegungen des Staubes beobachten. Fig. 4 stellt eine Autotypie nach einer photographischen Aufnahme dieser Wirbelbewegungen dar (Exposition 15 Sek.).

Die beobachteten Erscheinungen sind sehr leicht zu erhalten, nur muss das Pulver sehr leicht und vollständig trocken sein.

Beim Ausführen aller dieser Versuche hat mir Herr A. P. Afanasuff vielfache Hilfe erwiesen, wofür ich ihm meinen aufrichtigsten Dank ausspreche.

St. Petersburg, Physikalisches Institut der K. Universität.

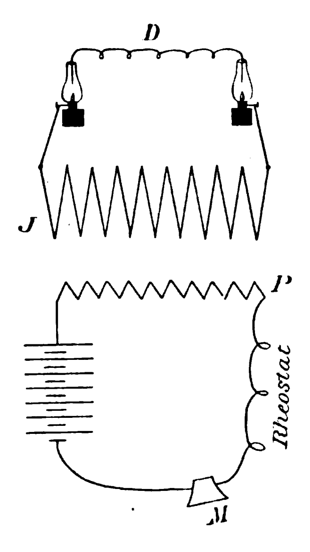
(Eingegangen 22. Februar 1903.)

Die sprechende Petroleumlampe.

(Vorläufige Mitteilung).

Von A. Batschinski und V. Gabritschewski.

Im Winter 1901 haben wir uns mit einigen Prozessen am Induktorium beschäftigt. Als einer von den Polen diente eine Bunsensche Flamme. Dabei wurden bemerkt 1. die später von Herrn Möhlmann (Ann. d. Physik **8**, 768, 1902) beschriebenen elektroskopischen Effekte und 2. eigentümliche periodische Änderungen der Form der Flamme, die einen Nullpunkt aufgewiesen haben[1]), ähnlich dem Möhlmann-



schen Nullpunkt am Elektroskop. Als wir vor kurzem unsere Arbeit fortsetzten, hat sich gezeigt, dass die mit einem Pole metallisch verbundene, in einen anderen Raum entfernte Flamme sehr klar und deutlich den Ton des Simonschen Unterbrechers wiederholte. Auf Grund der beschriebenen Erscheinung wurde ein Telephon konstruiert. Die Anordnung war folgende: von den beiden Polen des Induktoriums *J* wurden kurze Leitungen zu den (isolierten) Bunsenbrennern, einfachen Petroleumlampen oder sogar Kerzen geführt. In der Primärspule *P* wird eine Batterie nebst einem für starke (bis 4 Amp.) Ströme passenden

1) Dieses Phänomen wird bald näher mitgeteilt werden.

Mikrophon *M* eingeschaltet. Der Abstand vom Mikrophon bis zur Flamme betrug bei unseren Versuchen ca. 30 m. Die Petroleumlampe wiederholt vortrefflich das Singen, Pfeifen und sogar das Sprechen.

Wesentliche Bedingung für den guten Erfolg des Versuchs besteht in genügend grossen Änderungen des Potentials an den Flammenelektroden.

Die Flammen singen lauter, wenn im Abstande zwischen den mit den beiden Polen verbundenen Lampen ein Draht *D* sich befindet.

Moskau, Universität.

(Eingegangen 23. Februar 1903.)

Zur optischen Resonanz. II. III.[1])

Von A. Bock.

II. Die optischen Erscheinungen.

Hand in Hand mit der Untersuchung über die Grössenordnung der Tröpfchen[2]), welche durch das selektive Reflexionsvermögen derselben angeregt wurde, ging das Suchen nach besonderen optischen Erscheinungen.[3])

1. Diffraktion.

Betrachtet man durch den Dampfstrahl mit freiem Auge eine kleine hochpolierte Stahlkugel, auf welche man das Licht einer Bogenlampe konzentriert, oder auch das glühende Magnesiastiftchen eines Linnemannschen Brenners, so zeigen sich prächtige Farbenringe.

Ihr Durchmesser wurde mit Hilfe einer Dioptervorrichtung in Graden bestimmt und es konnte der Radius *r* der Nebeltröpfchen berechnet werden aus der Wellenlänge der Farbe des Ringes. Die Resultate wurden geprüft, teils, indem man die Abstände von Diopter und Stahlkugel variierte, teils, indem man vor die Stahlkugel resp. den Linnemann-Brenner ein Rubinglas oder ein Kobaltglas setzte.

Der Durchmesser der Tröpfchen des gewöhnlichen Dampfstrahls, von der Ausströmungsöffnung, wo sie sichtbar werden, bis zu der Stelle, wo sie verschwinden, nimmt von 0,0034 mm bis 0,0046 mm zu. Ist die Vorlage mit Säure gefüllt und bläst man, ganz leise beginnend, durch die Säure gegen den Dampfstrahl, so sieht man die Ringe wandern und grösser werden. Aus dem Lichtpunkte heraus quellen immer neue mit zusammengesetzten Farbentönen, wie selbe in ähnlichem Falle J. Kiessling[1]) beschreibt.

Ähnliches ergiebt sich, wenn man mit vorgesetztem Rubin- oder Kobaltglas arbeitet. Statt der Ringe erhält man dann rote oder blaue Scheiben, welche grösser werden und natürlich ihre Farbe beibehalten. Es ist naturgemäss jetzt von grösstem Interesse, mit Hilfe der Ringe den Tröpfchendurchmesser zu bestimmen, wenn der Dampf anfängt, farbig zu werden. Der Säureluftstrom wurde so reguliert, dass bei rotem Lichte gerade noch eine runde Lichtscheibe konstatiert und ihr Durchmesser gemessen werden konnte. Hieraus resultierte ein Tropfendurchmesser von $2r = 0{,}92\ \mu$ und mit hinreichender Übereinstimmung unter genau denselben Verhältnissen mit blauem Lichte gemessen $2r = 0{,}88\ \mu$. Wegen der Schwierigkeit der Beobachtungen wurden zu verschiedenen Zeiten die Messungen wiederholt, ohne wesentliche Abweichung.

Ohne Farbenglas zeigte der Dampfstrahl eine rötlichgelbe Farbe und behielt diese Farbe auch bei, wenn man die Fensterladen öffnete und sich den Dampf im diffusen Tageslicht besah. Wird der Säureluftstrom verstärkt, so färbt sich der Strahl intensiver rötlich, dann gelb, grünlich und blau, wie schon beschrieben.

Hierbei verschwindet zuerst die rote Scheibe und zwar so, dass eben der ganze Dampf rot leuchtet; bei Benutzung des blauen Glases in diesem Momente hat man noch den Eindruck einer Lichtscheibe, deren Durchmesser zeigt, dass die Tröpfchendurchmesser schon von der Ordnung der Lichtwellen selbst sind.

Messungen vorzunehmen ist eitel Mühe, da die Scheibe sehr instabil und ihr Rand zu verschwommen ist, Schätzungen, wie oben, sind durchaus angängig.

Färbt man durch Säurezufuhr den Dampf azurblau und benutzt man rotes Licht, so erkennt man nicht nur keine Diffraktionserscheinung, sondern der Strahl ist überhaupt unsichtbar, verhält sich also wie ein Körper mit Eigenfarbe. Im blauen Licht erscheint der ganze Dampfstrahl blau und eine Diffraktionserscheinung konnte auch nicht mehr konstatiert werden, wenigstens bei diesen Dimensionen der angewendeten Apparate. Es käme also hier, wo Diffraktion aufhört, die reine selektive Reflexion durch Resonanz zum Ausdruck. —

Es möge hier bemerkt werden, dass die Frage nach der absoluten genauen Grösse des Durchmessers der resonierenden Wasserkügelchen wohl nicht entschieden werden kann; ob dieser der Wellenlänge in Luft gleich-

1) I: Diese Zeitschrift **4**, 339, 1903.
2) a. a. O.
3) Wied. Ann. **68**, 683, 1899.

1) Untersuchungen über Dämmerungserscheinungen etc. Hamburg 1888.



kommt, kann bei einem solchen Konglomerat von Teilchen, wie es der Dampfstrahl ist, nicht untersucht werden, da man immer mit Mittelwerten zu thun hat. Ich benutzte daher bisher vorsichtshalber das Wort Grössenordnung. Mir persönlich scheinen die erlangten Resultate für die Wellenlänge in Luft zu sprechen.

Eine primitive spektralphotometrische Untersuchung des blauen Dampfstrahls [1]) bei Tageslicht zeigte, dass das Blau auch andere Strahlen enthält und im Durchschnitt mit dem Blau des Himmels identisch ist. Der Dampf enthält Kügelchen aller Grössenordnungen, worunter eben die, welche blau resonieren, in der Überzahl sind. Damit wäre das Blau des Himmels als eine Resonanzerscheinung in Betracht zu ziehen, wie überhaupt nach dem Folgenden die Erscheinungen bei den trüben Medien teilweise dazu zu rechnen sind.

2. Polarisation.

Bei den schon beschriebenen Beleuchtungsarten habe ich mit dem Nicol kein linear polarisiertes Licht finden können. Nach elliptischer oder cirkularer Polarisation habe ich seinerzeit nicht gesucht und im Momente stehen mir die Hilfsmittel nicht zu Gebote. —

Schickt man indes ein möglichst konzentriertes Bündel paralleler Lichtstrahlen durch den Dampf und beobachtet mit dem Nicol immer senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl, so ergiebt sich folgendes:

Der gewöhnliche Dampf leuchtet sehr hell; beim Drehen des Nicols in Stellung I und Stellung II ist kaum eine Polarisation erkennbar.

Giebt man Säure zu, so färbt sich der Dampf nicht; der erleuchtete Teil wird immer weisser und erglänzt schliesslich silberhell. Der Dampf ist dann am Tageslicht azurblau. In Stellung I des Nicols erglänzt der Dampf silberhell, in Stellung II ist er azurblau, welche Erscheinung Herr L. Sohncke als identisch mit dem „residue blue" von Tyndall erkannte.

Hält man vor den Kondensor der elektrischen Lampe ein Rubinglas, so erglänzt der Dampf intensiv rot und falls man sehr konzentrierte Säure anwendet, wird in der II. Nicolstellung das Rot ganz ausgelöscht.

Ein violettes Glas, das sich in der Sammlung vorfand, erwies sich besonders instruktiv; dasselbe liess hauptsächlich auch dunkelrote Strahlen hindurch. Bei Stellung I des Nicols erschien der Strahl rot (das Violette trat an Intensität zurück), in Stellung II violett.

Die Versuche zeigten, dass rote, gelbe, grüne Strahlen polarisiert sind, blaue und violette nicht, wenn der Dampf durch konzentrierte Säure möglichst azurblau gefärbt ist.

Im Jahre 1898 versuchte ich, mit allerdings sehr bescheidenen Mitteln (siehe citierte Arbeit) die Polarisation nach Farben zu studieren; es zeigte sich zweifellos, dass das Violett und Blau nicht polarisiert sind, dagegen Grün, noch mehr Gelb und am stärksten Rot Polarisation zeigen.

Schwächte man langsam den Säurestrom, so war ein Zurückweichen der Polarisationsgrenze nach dem Roten unverkennbar, im Zusammenhang mit der Farbe des Dampfes, respektiv dem Durchmesser der Tropfen.

Der gewöhnliche Dampf zeigt schwache Polarisation und diese ist für alle Farben, wie ich mit meinen Mitteln bemerkte, gleich und rührt von der gewöhnlichen Reflexion des Lichtes an der Wasseroberfläche der grossen Tröpfchen her. —

Diese beobachteten Thatsachen stellen zweifellos die Identität der Erscheinungen mit denen der trüben Medien fest. [1])

III. Resultate und Schluss.

Es ergiebt sich demnach:

A. Wassertröpfchen mit Durchmessern von der Grössenordnung einer Lichtwellenlänge λ liefern bei diffuser weisser Beleuchtung optische Resonanz, in der Weise, dass dieselben nur Licht von der Wellenlänge λ reflektieren.

B. Bei centraler Beleuchtung, Tröpfchenwolke zwischen Auge und Lichtquelle, treten so lange erkennbare Diffraktionserscheinungen auf, als der Tropfendurchmesser grösser ist als λ; wird derselbe $= \lambda$, so setzt optische Resonanz ein und wenn die Tropfen kleiner werden, leuchten sie natürlich nicht mehr und werden unsichtbar.

C. Bei intensiver Beleuchtung mit parallelem Licht werden senkrecht zum Lichtstrahl Wellen reflektiert, deren λ auch grösser ist als der Tröpfchendurchmesser. Diese Strahlen sind jedoch senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl polarisiert. Die Lichtstrahlen, deren λ gleich dem Tropfendurchmesser ist, erregen Resonanz und sind nicht so polarisiert, ebenso die Strahlen, deren λ kleiner ist.

Bezüglich des letzteren Resultates drängt sich direkt die Frage auf, rührt diese Erscheinung von einer Art erzwungener Schwingungen her, da man doch auch bei Tröpfchen mit einem Durchmesser $= \frac{1}{2}\lambda$ analog den Grund-

1) Wied. Ann. 68, 676, 1899.

1) Vergleiche etwa: Verdet, Wellentheorie des Lichtes, bearbeitet von Exner, Braunschweig 1887, II. 403.

und Obertönen in der Akustik etwas Besonderes erwarten dürfte, oder infolge gewöhnlicher Reflexion an der Oberfläche der Wassertropfen.

Untersuchungen an Kügelchen von anderem Material werden vielleicht Aufklärung bringen.[1])

Die Erscheinungen bei trüben Medien zeigen, dass, wenn die Teilchen kleiner werden als die bei unserem Dampfstrahl, auch bei intensivster Beleuchtung nur blau reflektiert wird, und dass dieses dann polarisiert ist. Letzteres lässt sich mit unsereren Erfahrungen vereinbaren, ersteres indes zeigt, dass es auch bei intensivster Beleuchtung eine kritische Grösse für die Teilchen giebt, bei welcher eine Wellengrösse nicht mehr selbstpolarisiert reflektiert werden kann, geschweige denn, dass die Teilchen zum Resonieren kommen und ein Zusammenhang ihrer Grösse mit der Farbe konstatiert werden kann. Hierbei wird auch noch die Gestalt des Teilchens eine Rolle spielen.

Bezüglich der Verschiebung der Polarisationsgrenze in den Farben, mit der Grösse des Tropfendurchmessers, möchte ich bemerken, dass ich mit einem loc. cit. beschriebenen primitiven Spektralphotometer in den Jahren 1896 und 1897 an verschiedenen klaren Sommerabenden den Horizont senkrecht zu den Strahlen der untergegangenen Sonne untersuchte. Es zeigte sich, dass die einzelnen Farben nicht immer gleiche Polarisation ergaben, also ein Wandern der Polarisationsgrenze stattfinde. Mit einem richtigen Instrumente liesse sich leicht vorstehende Bemerkung prüfen und damit auch Schlüsse ziehen auf die Vorgänge in den oberen Schichten der Atmosphäre. Falls die gefundenen Resultate sich allgemein gültig erweisen, kann unter Umständen eine Untersuchung entsprechender kosmischer Objekte bezüglich der Grösse der Polarisation in den reflektierten Farben über ihre Struktur Aufschluss geben.

1) Die Untersuchungen von den Herren H. Siedentopf und R. Zsigmondy an Goldrubingläsern ergaben keine Anhaltspunkte für Resonanz. Ann. d. Phys. **10**, 35, 1903. Vergleiche indes hierzu die Bemerkung von Herrn F. Braun über die Dielektrizitätskonstanten von Isolatoren, in welchen Metall sehr fein zerteilt ist. Ann. d. Physik **10**, 332, 1903. Demnach ist Rubinglas ein hochkomplizierter Körper und zum Studium der Resonanz nicht geeignet.

Passau, den 28. Februar 1903.

(Eingegangen 2. März 1903.)

Nachtrag: Während der Drucklegung erhielt ich nähere Kenntnis von den Arbeiten des Herrn R. W. Wood, welche ich eingangs der ersten Mitteilung nicht erwähnt habe. Ich glaube das Versäumte dadurch nachzuholen, dass ich auf den Artikel „Über elektrische Resonanz u. s. w." von R. W. Wood (diese Zeitschrift **4**, 338, 1903) zurückverweise. A. Bock.

Zur Theorie der Serienspektren.

Von Walter Ritz.

Bekanntlich zeigt Wasserstoff ausser der durch die Balmersche Formel so ausserordentlich genau dargestellten Serie, die von Kayser und Rydberg als „erste Nebenserie" erkannt ist, eine weitere, bisher nur in gewissen Sternspektren nachgewiesene Reihe von Linien, die der zweiten Nebenserie und der Hauptserie der Alkalispektren entsprechen.

Setzt man die Anzahl Wellen, die im Vakuum auf 1 cm entfallen (die sog. Wellenzahl), gleich ν, und zur Abkürzung $N = 109675{,}0$, so schreibt sich die Balmersche Formel

$$+\nu = N\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{m^2}\right], \quad m = 3, 4 \cdots 32$$

Die zweite Nebenserie ist dann durch

$$+\nu = N\left[\frac{1}{4} - \frac{1}{(m+0{,}5)^2}\right]$$

gegeben, die Hauptserie durch

$$+\nu = N\left[\frac{1}{(1{,}5)^2} - \frac{1}{m^2}\right].$$

Der sehr auffallende Umstand, dass das erste Glied rechts stets das Quadrat einer rationalen Zahl ist, hat Balmer und Rydberg zur Vermutung geführt, dass die Formeln eigentlich mit zwei willkürlichen ganzen Zahlen m, n, zu schreiben seien, so dass das H-Spektrum durch

$$1)\quad +\nu = N\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2}\right]; \quad \pm\nu = N\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(m+\frac{1}{2})^2}\right]$$

dargestellt wird. Dabei sind zweite Nebenserie und Hauptserie in eine einzige Formel zusammengefasst. Die Untersuchungen von Rydberg und Runge und Paschen[1]) haben gezeigt, dass dieser Zusammenhang beider Serien sehr wahrscheinlich auch bei den andern Elementen besteht.

Beim Versuche, schwingende Systeme zu finden, deren Perioden das Wasserstoffspektrum ergeben, bin ich daher in meiner demnächst erscheinenden Inauguraldissertation von den Formeln 1) ausgegangen. Es gelang mir, zwischen den Teilchen eines zweidimensionalen Kontinuums solche Fernwirkungen anzusetzen, dass die Schwingungszahlen des Systems von zwei willkürlichen ganzen Zahlen m, n abhängen und bei wachsenden Werten dieser Ordnungszahlen sich einer endlichen Grenze nähern, eine bei allen Spektren auftretende Eigenschaft der Serien, zu der in der theoretischen Physik kein Analogon bekannt ist.

Setzt man speziell voraus, dass das Kontinuum eine der Flächen eines Kubus sei, so erhält man genau die Formeln (1).

1) Über die Zerlegung einander entsprechender Serienlinien im magnetischen Felde. Berl. Ber. 1902, S. 380, 720.

Bei den Spektren anderer Elemente sind so einfache und exakte Gesetze bisher nicht bekannt; man stellt die Serien nach Kayser, Runge und Paschens Untersuchungen durch Formeln von der Gestalt

$$r = A + \frac{B}{m^2} + \frac{C}{m^4} \quad \text{oder} \quad r = a + \frac{b}{m^2} + \frac{c}{m^3}$$

dar; Rydberg benutzt die Gleichung

$$r = A + \frac{N}{(m+\mu)^2}.$$

Hierin sind A, B, C, a, b, c, μ geeignete Konstanten. Auffallenderweise hat B resp. b bei allen Serien fast denselben Wert; Rydberg entnimmt die entsprechende Konstante N seiner Formel direkt aus der Balmerschen Serie. Aus dem bei allen Elementen genau erfüllten „Gesetz der konstanten Differenzen" ergiebt sich, dass die einfachsten Formeln, sich wieder auf die Schwingungszahlen selbst, nicht, wie bei Eigenschwingungen meist der Fall ist, auf ihre Quadrate beziehen.

Von diesen Bemerkungen ausgehend, machte ich die Annahme, dass wir es bei allen Elementen mit den Schwingungen desselben Kubus wie bei Wasserstoff zu thun haben, so dass nur die Randbedingungen von Element zu Element variieren. Dann ergiebt sich folgendes:

Aus der zunächst auftretenden Formel für das Quadrat der Schwingungszahl lässt sich die Wurzel ausziehen; es wird

$$\pm r = N\left[\frac{1}{p^2} - \frac{1}{q^2}\right].$$

Hierin sind p, q Wurzeln gewisser transzendenter Gleichungen, sie lassen sich in semikonvergente Reihen von der Form

$$2) \quad \begin{cases} p = m + \alpha + \dfrac{\beta}{m^2} + \dfrac{\gamma}{m^4} + \cdots; \\ q = n + \alpha' + \dfrac{\beta'}{n^2} + \dfrac{\gamma'}{n^4} + \cdots, \end{cases}$$

entwickeln. Diese Reihen gelten nur für positive Werte der ganzen Zahlen m, n. Die Quadrate der negativen, m, n entsprechenden, Wurzeln fallen mit den eben gegebenen zusammen. Positive und negative Schwingungszahlen haben dieselbe physikalische Bedeutung.

Der Koeffizient N ist exakt universell.

Bricht man die Formeln mit den ersten Gliedern ab, so erhält man

$$\pm r = N\left[\frac{1}{(m+\alpha)^2} - \frac{1}{(n+\alpha')^2}\right]$$

also die Rydbergsche Formel als erste Annäherung. Gleichzeitig erkennt man aber, dass dieselbe für niedrige Ordnungszahlen zu korrigieren ist und zwar nicht durch Variieren des Koeffizienten N, wie bisher versucht wurde, sondern durch Hinzufügen weiterer Glieder von (2). Als zweite Annäherung ergiebt sich daher für eine einzelne Serie ($n = const.$)

$$\pm r = A - \frac{109675{,}0}{(m + \alpha + \beta m^2)^2}, \quad m = 1, 2, 3 \cdots,$$

oder durch andere Entwickelungen

$$+ r = A - \frac{109675{,}0}{\left(m + a + \dfrac{b}{(m+a)^2}\right)^2};$$

$$+ r = A - \frac{109675{,}0}{[m + a' + b'(A - r)]^2}.$$

Dabei sind a, b, α, β, a' b' Konstanten; die Formeln unterscheiden sich nur durch Glieder höherer Ordnung.

Die Annäherung dieser Formeln an die Erfahrung bei gleicher oder kleinerer Anzahl der Konstanten wie bei Kayser und Runge und Rydberg, ist besonders für die Linien kleinster Ordnungszahl eine sehr viel bessere: auch die bisher so schlecht dargestellten roten Linien ergeben sich meist innerhalb der Fehlergrenzen. (S. Tabelle.)

Die von Rydberg vermuteten Beziehungen zwischen Hauptserie und zweiter Nebenserie sind so genau erfüllt, dass beide wirklich in eine einzige Formel zu vereinigen sind. Die Grenzen der beiden Nebenserien fallen zusammen, soweit die unsichere Beobachtung der Struktur der ersten Nebenserie es zu beurteilen erlaubt.

Der zweite Koeffizient kann direkt aus der Balmerschen Formel entnommen werden, dadurch wird die Grundannahme (universelle Natur des schwingenden Systems) sehr gestützt.

Die Konstanten ändern sich gesetzmässig von Element zu Element und zeigen noch gewisse angenäherte Beziehungen untereinander.

Ich habe die Serien der meisten Elemente unter Berücksichtigung der Dispersion der Luft berechnet und entnehme als Beispiel meiner ausführlicheren Arbeit, die für die Hauptserie und zweite Nebenserie von Ka und Na geltenden Formeln und Tabellen.

Die Doublets der Hauptserie und zweiten Nebenserie aller Alkalimetalle sind gegeben durch die Formeln

$$\pm r = N\left\{\frac{1}{[n + a_1 + b_1 n^2]^2} - \frac{1}{\left[m + 0{,}5 + a' + \dfrac{b'}{(m+0{,}5)^2}\right]^2}\right\}$$

$$+ r = N\left\{\frac{1}{[n + a_2 + b_2 n^2]^2} - \frac{1}{\left[m + 0{,}5 + a' + \dfrac{b'}{(m+0{,}5)^2}\right]^2}\right\}$$

aus welchen sich für die Abstände der Komponenten bei der Nebenserie das Gesetz der

Hauptserie

n	λ	F	KR	R
2	5896,16	0,00	+78	0 00
	5890,19	0,00	+86	0,00
3	3303,07	0,03	0,00	+0,03
	3302,47	0,03	0,00	*
4	2852,91	0,05	0,00	− 0,10
	2852,91[1])	0,05	0,00	+0,07
5	2680,46	0,1	0,00	−0,08
	.680,46	0,1	0,00	0,00
6	2593,98	0,1	+0,03	−0,13
	2593,98	0,1	+0,09	−0,08
7	2543,85	0,1	+0,10	− 0,22
	2543,85	0,1	+0,24	−0,19
8	2512,23	0,2	+0,5	−0,15
	2512,23	0,2	+0,6	−0,12

Nebenserie

$m + \frac{1}{2}$	λ	F	KR	R
1,5	5850,19	0,00	+334	0,00
2,5	11404	?	−1,14	+0,9
3,5	6161,15	0,1	100	0,00
4,5	5153,72	0,1	0,00	−0,25
5,5	4752,19	0,15	0,00	−0,23
6,5	4546,03	0,2	+1,16	+0,21
7,5	4423,7	?	+1,7	− 0,17

Hauptserie von Kalium.

n	λ	F	KR	R
2	7701,92	?	+161,3	0,00
3	4047,36	0,03	0,00	0,00
4	3447,49	0,03	0,00	+0,13
5	3217,76	0,03	0.00	0,00
6	3102,37	0,10	+0,27	+0,10
7	3034,94[1])	0,10	+0,23	−0,20
8	2992,33	0,15	+0,68	−0,19
9	2963,36	0,2	+1,05	−0,13
10	2942,8	1,0	+1,45	−0,27

n	λ	F	KR	R
2	7668,54	?	+159,6	−0,24
3	4044,29	0,03	0,00	+0,00
4	3446,49	0,03	0,00	+0,12
5	3217,27	0,03	0,00	−0,05
6	3102,15	0,10	+0,36	+0,40
7	3034,94	0,10	+0,44	−0,05
8	2992,33	0,15	+0,80	−0,08
9	2963,36	0,2	+1,11	−0,07
10	2942,8	1,0	+1,60	−0,23

konstanten Differenzen ergiebt; aus diesem Grunde enthält die Tabelle nur die eine der Komponenten dieser Doublets.

Die Formeln sind aus den einzelnen Linien berechnet. Die Wellenlängen λ und die Fehlergrenzen F sind aus Kayser und Runges, Lewis und Lehmanns Bestimmungen entnommen. Die Fehler (λ beob. — λ ber.) sind unter R eingetragen. Kayser und Runge stellen die vier Serien durch vier Formeln mit im ganzen 9 unabhängigen Konstanten dar; sie haben also vier Konstanten mehr zur Verfügung. Die Abweichungen ihrer Formeln findet man unter KR.

Natrium

$$a_1 = 0{,}14595 \quad a_2 = 0{,}14521 \quad b = -0{,}1158$$
$$a' = +0{,}15157; \quad b' = -0{,}05586.$$

Kalium.

$$a_1 = +0{,}29034 \quad a_2 = +0{,}28750 \quad b = -0{,}2239$$
$$a' = +0{,}31789; \quad b' = -0{,}1076.$$

Die zweite Nebenserie stimmt mit der Beobachtung etwa wie bei Na.

Erwähnt sei noch, dass die Hauptserien von Mg, Ca, etc, durch Extrapolation sich im Gebiete der Schumannschen Strahlen ergeben.

Bezüglich der Litteratur verweise ich auf Kayser, Handbuch der Spektroskopie, Bd. II und auf meine Dissertation.

1) Diese Linien sind nicht mehr getrennt beobachtet.

Göttingen, den 4. März 1903.

(Eingegangen 5. März 1903.)

Die Frage der stationären Meteorradianten.

Von B. L. Newkirk.

Seit dem Auftreten des grossen Schauers der Leonidenmeteore im Jahre 1866 sind die Meteorerscheinungen Gegenstand regelmässiger Beobachtung und wissenschaftlichen Studiums gewesen. Vor allem hat Herr W. F. Denning[1]) zu Bristol in England seit dieser Zeit systematische Beobachtungen der Meteorerscheinungen angestellt. Der Zweck seiner Beobachtungen ist der gewesen, die Radianten möglichst genau zu bestimmen und zugleich die Erscheinungen zu notieren, welche bei dem Flug der Meteore durch die Luft auftraten.

Unter einem Meteorradianten versteht man folgendes: Wenn man die scheinbaren Bahnen der Meteore (an die Himmelskugel projiziert) rückwärts fortsetzt, so kommt es häufig vor, dass eine grosse Anzahl von solchen Fortsetzungen sich nahezu in einem Punkte schneiden. Ein solcher Punkt wird der „Radiant" der betreffenden Meteore genannt. Rektaszension und Deklination dieses Punktes sind die aus den Beobachtungen hervorgehenden Grössen. Die Genauigkeit der Bestimmung des Ortes des Radianten hängt natürlich von der Zahl der beobachteten Meteore und der Erfahrung des Beobachters ab. Herr Denning glaubt[2]) aus

1) Siehe eine Reihe von etwa 40 Aufsätzen und Bemerkungen in den Monthly Notices vom Jahre 1877 an. Auch Month. Not. **58**, 242. Vergl. auch G. L. Tupman, Month. Not. **38**, 115.

2) Bredikhine, Bul. de l'Acad. de St. Pétersbourg. V. Serie, T. 12, T. 13. Tisserand, Comptes Rendus, T. 119, p. 345.

8 oder 10 Meteoren, welche demselben Radianten angehören, den Ort des Radianten auf etwa 2^0 verbürgen zu können, doch ist ein sicheres Urteil über die Präzision schwer zu erlangen.[2])

Dass mehrere Meteore demselben Radianten angehören, bedeutet, dass die Richtung der relativen Geschwindigkeit des Meteors zur Erde für alle betreffenden Meteore dieselbe ist. Wenn mehrere Meteore, welche kurz nacheinander erscheinen, aus demselben Radianten kommen, so weiss man daher, dass die einzelnen Meteore sich in parallelen Richtungen im Raume bewegten.

Im Jahre 1890[3]) publizierte nun Herr Denning einen Katalog von 998 Meteorradianten, und darunter waren 45 als „stationary" bezeichnet. Damit ist gemeint, dass Meteore aus einem Radianten, dessen Ort an der Sphäre unter den Fixsternen ungeändert bleibt, nicht nur in einer Nacht erscheinen, sondern in vielen Nächten, während mehrerer Monate und in einem Falle sogar das ganze Jahr hindurch.

Dieses Ergebnis ist höchst verwunderlich, denn, wie schon erwähnt, hängt die Position des Radianten von der Richtung der relativen Geschwindigkeit des Meteors zur Erde ab, und die Richtung der Erdgeschwindigkeit ändert sich im Laufe einiger Wochen beträchtlich. Wenn die Meteore sich alle ursprünglich im Raume in parallelen Linien bewegten, so würde daher eine sehr merkbare Verschiebung des Radianten eintreten und wenn der Radiant konstant bleiben soll, so müssen die einzelnen Meteore, die dem Radianten angehören, voneinander sehr verschiedene Bahnen im Raume besitzen, damit die Richtung der relativen (zusammengesetzten) Geschwindigkeit ungeändert bleibt.

Es sei ausdrücklich bemerkt, dass wir es hier nur mit denjenigen Verschiebungen des Radianten zu thun haben, welche von der jährlichen Bewegung der Erde herrühren. Die tägliche Rotation der Erde bringt allerdings auch eine kleine gewissermassen aberrationale Verschiebung des Radianten hervor, welche aber, ihres geringen Betrags wegen, vernachlässigt werden darf. Ferner wird zur Zeit seines Zusammentreffens mit der Erde das Meteor unter dem Einfluss der Anziehung der Erde merklich aus dem Kegelschnitt, den es sonst um die Sonne beschreibt, herausgelenkt. Dadurch wird, wie leicht ersichtlich, eine Verschiebung des Radiationspunktes gegen das Zenith zu bewirkt, deren Grösse von der Zenithdistanz des Radianten und seiner Entfernung vom Apex der Erdbewegung abhängt, und welche oft kurzweg als „Zenithattraktion" bezeichnet wird. Diese Zenithattraktion ist indessen unmittelbar zu berechnen und wird bei der Reduktion der Beobachtungen sofort angebracht.[4])

Ausgedehnte Meteorfamilien, deren einzelne Glieder im Raume in nahezu parallelen Bahnen laufen, und welche der Erde während mehrerer Wochen im Jahre Meteore schenken, weisen nichts weniger als stationäre Radianten auf. Denn da der Ort des Radianten lediglich von der Richtung der relativen Geschwindigkeit Meteor-Erde abhängt, so muss der Radiant einer solchen Familie, infolge der sich ändernden Richtung der Erdbewegung, von Nacht zu Nacht auf der Himmelskugel wandern. Da die relative Geschwindigkeit sich aus der Erdgeschwindigkeit und der Geschwindigkeit des Meteorteilchens zusammensetzt, so hängt die Änderung der Richtung der relativen Geschwindigkeit (d. h. das Wandern des Radianten) von der Grösse der Geschwindigkeit des Meteorteilchens ab. Wenn diese sehr gross wäre (500 km pro Sek. z. B.), so wäre die Änderung des Radiationspunktes unmerklich. Es versteht sich aber, dass die Meteorfamilien, die periodisch erscheinen, Geschwindigkeiten unterhalb der parabolischen (42 km pro Sek.) besitzen.

Ein gutes Beispiel[5]) eines Radianten, welcher in der eben beschriebenen Weise seine Position ändert (also nicht stationär ist), zeigt die Perseidenfamilie. Dieselbe liefert Meteore vom 25. Juli bis 19. August, und während dieser Zeit ändern sich die Koordinaten des Radianten um etwa 40 Bogengrade. Die Orioniden dagegen liefern ein Beispiel von stationären Radianten. Vom 8. bis 24. Oktober entsendet diese Familie Meteore aus einem festbleibenden Punkte der Himmelssphäre.

Das Phänomen der stationären Radiation ist so schwierig zu erklären, dass sogar seine Existenz von einigen Astronomen bezweifelt wird. Bredikhine[2]) und früher Tisserand[2]) haben Bahnen für die Meteore berechnet, welche aus demselben Radianten zu verschiedenen Jahreszeiten erscheinen, und finden natürlich, dass sie untereinander sehr verschieden sind. Doch scheint sich die Überzeugung zu verbreiten, dass die Beobachtungen die thatsächliche Existenz des Phänomens beweisen, und man darf sich nicht weigern, die Beobachtungen als

3) Month. Not. **50**, 410. Ein späterer Katalog im Jahre 1899.

4) Kleiber, Month. Not. **52**, 341. Auch sein Buch Orbites météoriques 1891. J. V. Schiaparelli, „Entwurf einer astronomischen Theorie der Sternschnuppen". Übersetzt von Georg v. Boguslawski, Stettin 1871, Verlag Th. von der Nahmer.

5) Month. Not. **38**, 303; **45**, 97; **50**, 415; **56**, 74.

richtig anzuerkennen nur deswegen, weil ihre Erklärung Schwierigkeiten darbietet.[6])

Grosse Meteorgeschwindigkeiten, welche die nächstliegende Erklärung darbieten würden, sind nicht vorhanden.

Genaue Bestimmungen der Geschwindigkeiten liegen freilich nicht vor; es ist aber höchstwahrscheinlich, dass sie im Durchschnitt die parabolische von 42 km pro Sek. nicht überschreiten. Einige neuere Bestimmungen derselben auf photographischem Wege liefern Geschwindigkeiten etwa von der Grösse der Erdgeschwindigkeit.[7])

Wie ist also sonst das Phänomen zu erklären? Tisserand[2]) zeigte, dass Meteore, welche eine stationäre Radiation liefern sollen, Bahnen aufweisen müssen, welche gegeneinander starke Neigungen haben und dass in vielen Fällen einige davon direkte, andere retrograde Bewegungen ausführen müssten. Die einzige einfache Relation zwischen den zu einem stationären Radianten gehörigen Bahnen, die er fand, war die, dass die Bahnebenen einen Kegel vom zweiten Grad umhüllen. Er war der Ansicht, dass die Erscheinung einer stationären Radiation ein Ergebnis des Zufalls sei, welches seine Erklärung in der grossen Anzahl der Radianten und der Ungenauigkeit der Beobachtungen zu finden hätte.

Herr Callandreau[8]) greift durch eine einfache Relation zwischen den Bahnelementen ein Büschel von Bahnen heraus, so dass Meteore, welche sich in diesen Bahnen bewegen, einen wenigstens in Länge konstanten Radiationspunkt besitzen. Das Büschel enthält nur Bahnen, deren Perihele in einer bestimmten senkrecht zur Ekliptik stehenden Ebene liegen. In dem Spezialfall, dass die Breite des Radianten 45^0 beträgt, ergiebt sich die grosse Achse aller Bahnen des Büschels gleich derjenigen der Erdbahn.

Prof. Turner[9]) in Oxford versucht die Erscheinungen durch den störenden Einfluss der Erde selbst auf eine Meteorfamilie zu erklären. Die Wirkung der Erdstörungen auf die einzelnen Teilchen der Meteorfamilie, welche im Laufe der Zeit der Erde nahe kommen, ohne sie direkt zu treffen, soll nämlich derartig sein, dass die Meteorfamilie zerstreut wird, aber in der Weise, dass die gestörten Bahnen immer noch die Erdbahn schneiden (nunmehr in verschiedenen Punkten) und dass die Meteore dieser Familie, die zu irgend einer späteren Zeit die Erde treffen, alle denselben Radianten liefern. Ein derartiger Vorgang ergiebt sich in der That bei Annahme eines gewissen symmetrischen Charakters der Störungen. Die Idee scheint auf den ersten Blick viel für sich zu haben. Indessen zeigt eine nähere Betrachtung, dass die genannte Annahme unberechtigt und daher die Theorie in ihrer jetzigen Form nicht zu halten ist.[10])

So bleibt hier ein Problem übrig, welches in gleicher Weise an den Theoretiker, wie an den Praktiker Anforderungen stellt. Von der praktischen Seite her ist vielleicht die Photographie berufen, zur Lösung zu führen, da sie die Bahnen von Meteoren, welche überhaupt hell genug sind, um sich auf den Platten aufzuzeichnen, mit ausserordentlicher Genauigkeit festzulegen gestattet.

6) Siehe Callandreau, Compt. Rend. **128**, 578. Observatory, Feb. 1899.

7) Elkin Science, N. 5. XII, 121—129. Bul. de la Soc. Astr. de France. Feb. **1901**, p. 99.

8) Comptes Rendus **135**, 557. Vergl. auch **112**, „Sur la théorie des étoiles pilants" (der Einfang von Meteorfamilien durch Störungen). **128**, 577. Auch Levenier, Compt. Rend. **73**.

9) Month. Not. **49**, 140; **50**, 450; **62**, 448.

10) Siehe Bredikhine, l. c. 2). Vgl. Al. Herschel Month. Not. **59**.

(Eingegangen 9. März 1903.)

Zur Frage der Mitwirkung der Erdoberfläche bei der Fortpflanzung elektrischer Wellen.

Von A. Voller.

Herr E. Lecher[1]) hat vor kurzem die Frage angeregt, ob nicht die bei der elektrischen Wellentelegraphie stattfindende Ausbreitung der Ätherwellen nach Orten, die wegen der Erdkrümmung geradlinig nicht mehr erreicht werden können, so dass also die Wellen scheinbar der Oberfläche der Erde sich anschmiegend fortschreiten, durch eine wellenartig sich ausbreitende wechselnde Elektrisierung der Erdkugel erklärt werden könne. Als Ausgangspunkt dieser Elektrisierung in den Einrichtungen der Wellentelegraphie betrachtet er die Geber-Antenne, die er stets als geerdet annimmt.

Ich möchte im folgenden einige Versuchsresultate mitteilen, die ich während der letzten Monate beim Arbeiten mit einem Seibtschen Schwingungskreise[2]) erhielt und die, wie ich glaube, für die nur unwesentlich zu modifizierende Lechersche Annahme sprechen. Der Seibtsche Apparat, der sich, nebenbei bemerkt, als ausserordentlich brauchbar erwies, besteht im wesentlichen aus einem geschlossenen Flaschenfunkenkreis mit mässig veränderlicher Kapazität, aber stark veränderlicher Selbstinduktion; verschiedene Resonanzspulen für eine oder mehrere Viertelwellen können vermittels direkter Koppelung angeschlossen und nach erfolgter Ab-

1) E. Lecher: Über künstliche Elektrisierung der Erdkugel. Diese Zeitschr. **4**, 320, 1903.

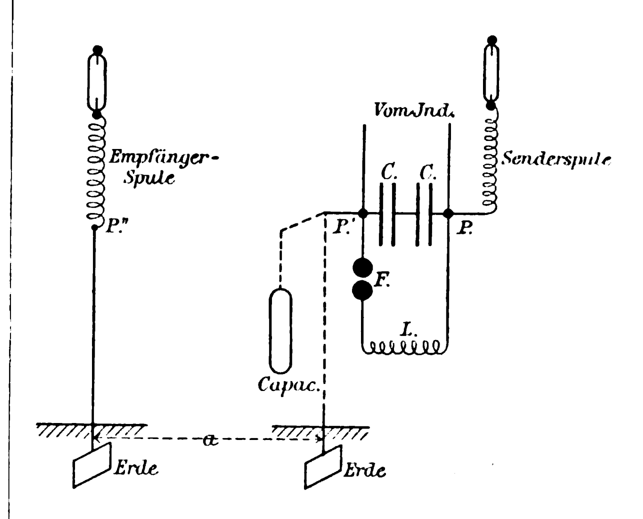
2) G. Seibt, Neue Vorlesungsversuche über schnelle elektrische Schwingungen. Diese Zeitschr. **4**, 99, 1902.

stimmung zu lebhaftem Mitschwingen gebracht werden. Letzteres wird durch sprühende Entladung oder durch Leuchten aufgeschraubter kleiner Geisslerscher Röhren erkennbar gemacht. Die Drahtlängen dieser Spulen betragen etwa 60, 90 und 700 m, so dass also recht lange Wellen benutzt werden. Bei den im folgenden besprochenen Versuchen wurden nur die Resonanzspulen von 60 und 90 m für je eine Viertelwelle verwendet, so dass die benützten Wellenlängen die bei der Telegraphie gebräuchlichen nicht sehr übersteigen.

Es wurde versucht, auf welche Entfernung hin eine in Resonanz mit dem Funkenkreise befindliche Spule durch Übertragung im Luftraume eine zweite, nicht angeschlossene, isolierte gleichgestimmte Spule merkbar erregen könne. Dass diese Entfernung nur sehr klein sein werde, war zu erwarten, da erstens wegen der Anwendung Geisslerscher Röhren als Wellenindikatoren die isolierte zweite Spule, welche einer Empfänger-Antenne der Wellentelegraphie entspricht, im Spannungsbauche ein Potential von vielen Hunderten Volt erfordert, die Röhre zum Leuchten zu bringen, und da zweitens diese Empfängerspule nicht, wie eine normale Antenne, an einen gleich abgestimmten Schwingungskreis angeschlossen ist. Es zeigte sich denn auch, dass ein Leuchten der Röhre auf einer isolierten Empfängerspule selbst bei genauester Abstimmung auf höchstens 1 m Abstand erreicht werden konnte. Allerdings hat eine beiderseits isolierte Spule, deren Gesamtlänge auf $\lambda/4$ abgestimmt ist, wenn sie von einer Welle erregt wird, einen Spannungsbauch an beiden Enden, d. h. die sie erregende Welle darf nur die halbe Wellenlänge haben, wie wenn die Spule einerseits geerdet wäre. Durch leitende Verbindung der unteren Enden zweier im übrigen isolierter gleichartiger Spulen erhält man aber leicht eine Gesamtspule von doppelter Drahtlänge, deren beide Hälften also nun wieder auf eine gleichartige einfache, vom Schwingungskreis erregte Spule abgestimmt sind. Auch wenn dies geschah, war doch keine nennenswerte Vergrösserung der Entfernung, bis zu welcher eine stark schwingende Geberspule die auf die verbundenen beiden isolierten Empfängerspulen aufgeschraubten Geisslerschen Röhren zum Leuchten bringen konnte, zu erreichen.

Ein lebhaftes Leuchten der Empfängerröhren, sowohl bei einfacher wie bei doppelter Spule, trat jedoch sofort ein, wenn deren unteres Ende geerdet wurde. Es war dann gleichgültig, an welchem Punkte des Laboratoriums eine unten geerdete, im übrigen aber mit dem Schwingungskreise nicht verbundene Empfängerspule aufgestellt wurde; sie leuchtete überall sehr hell. Eine anfänglich auftauchende Vermutung, dass die wesentlich stärkere Erregung der unten geerdeten Empfängerspule nur der durch die Erdung bewirkten besseren Fixierung des Spannungsknotens, also der besseren Resonanz zu verdanken sei, erwies sich bald als unhaltbar. Zugleich aber wurde die wahre Ursache des Vorganges in dem Umstande gefunden, dass im Seibtschen Apparate der dem Anschlusspunkte der Senderspule auf der einen Seite des Flaschensystems entsprechende symmetrisch gelegene Punkt auf dessen andrer Seite geerdet zu werden pflegt, ähnlich wie dies im Slabyschen System der Wellentelegraphie der Fall ist.

In der nachstehenden schematischen Figur sei CC das Flaschensystem, L die Selbstinduktion, P der Anschlusspunkt der Senderspule, P' der Erdungspunkt, F die Funkenstrecke. Nun wird bekanntlich im Braunschen



wellentelegraphischen Systeme P' nicht geerdet, sondern statt dessen eine passende, von der Erde isolierte Kapazität angehängt. Ich that das gleiche mit Erfolg im Seibtschen Apparate; der Anschluss von P' an eine grössere von der Erde isolierte Leydener Flasche oder an einen isolierten Metallcylinder von etwa 80 cm Länge und 20 cm Durchmesser ersetzte die Erdung so vollkommen, dass nicht der geringste Unterschied in der Güte der Abstimmung und der Stärke der Spannungsbäuche wahrgenommen werden konnte. Der Seibtsche Apparat war nun vollständig von der Erde isoliert.

Wurde nunmehr eine abgestimmte Empfängerspule mit Leuchtröhre nach P'', d. h. in einen gewissen Abstand a von der Senderspule gebracht, so leuchtete sie wieder nur in ganz minimalem Abstande, gleichgültig, ob sie geerdet war oder nicht. In Abständen von mehr als 1 m war auch im vollkommen verdunkelten Zimmer keine Spur von Licht

wahrzunehmen. Sobald aber wieder die Erdung des Punktes P' erfolgte, leuchtete die Röhre in P'', wenn sie ebenfalls an Erde lag, sofort kräftig auf.

Das Resultat trat stets sicher und zweifelfrei ein; es änderte sich auch nicht, wenn die eine oder die andere der beiden Erdungen eine indirekte war, d. h. wenn in den Erddraht eine Leydener Flasche eingeschaltet wurde.

Die gleichzeitige Erdung der Punkte P' und P'' war also eine wesentliche Bedingung der Erregung der Empfängerröhre in grösseren Abständen. Indes wäre es doch ein Fehlschluss gewesen, wenn man schon hieraus auf eine Mitwirkung der Erdoberfläche bei der Fortpflanzung der im Schwingungskreise des Apparates erregten Wellen hätte schliessen wollen.

In einem Laboratorium pflegt die Erdung in der Regel durch Verbindung mit der Gas- oder Wasserleitung zu erfolgen. Es folgt daraus, dass zwei in demselben Gebäude geerdete Apparate streng genommen durch die zusammenhängenden Rohrleitungen, die einen metallischen Nebenschluss zur Erde bilden, verbunden, also eigentlich gar nicht geerdet sind, während dies bei einem angeschlossenen einzelnen Apparate der Fall ist. Im vorliegenden Falle waren also in Wirklichkeit die Punkte P' und P'' metallisch verbunden; die Leuchtröhre der Empfängerspule in P'' war durch Vermittelung der Wasserleitung an P' gelegt und musste dort ebenso gut leuchten wie die Geberspule in dem korrespondierenden Punkte P. Das Resultat war daher auch dasselbe, wenn die Empfängerspule unter Beseitigung der beiden Erddrähte direkt an Punkt P' gelegt wurde.

Indes gaben die beobachteten Resultate doch zu der Überlegung Veranlassung, dass wahrscheinlich das nämliche Ergebnis herauskommen werde, wenn an Stelle der die Punkte P' und P'' leitend verbindenden Wasserleitungsrohre die ebenfalls leitende Erdoberfläche zwischen die beiden Punkte gebracht werde. Dies konnte leicht geprüft werden. Es wurden zu diesem Zwecke zwei quadratische Zinkplatten von etwa 40 cm Seitenlänge im Garten des Laboratoriums an zwei Punkten eingegraben; die Entfernung a dieser Punkte betrug zuerst 5, dann 10, 25 und schliesslich 60 m; grössere Entfernungen standen nicht ohne weiteres zur Verfügung. Beide Platten wurden nun durch Drähte, die sorgfältig vom Hause isoliert ins Laboratorium geführt wurden, mit den Punkten P' resp. P'' verbunden. P'' blieb stets an Erde, P' konnte dagegen abwechselnd mit der Erdplatte oder mit dem erwähnten isolierten Cylinder verbunden werden. Im ersteren Falle war somit der Punkt P'' nur durch die Erdstrecke a und die isolierten Zuleitungsdrähte mit dem Punkte P' verbunden; im letzteren Falle waren beide Punkte voneinander isoliert. Die vorherigen Versuche wurden, nachdem wieder gute Resonanz hergestellt war, wiederholt und ergaben das gleiche Resultat. Niemals leuchtete die Röhre in P'' in mehr als etwa 1 m Entfernung, wenn P' mit dem Cylinder verbunden, also isoliert war; das Leuchten trat dagegen sofort ein, wenn P' auf die Erdplatte geschaltet wurde. Die Intensität des Leuchtens war etwas geringer als bei Einschaltung der Wasserleitung statt der Erde. Ferner konnte eine stetige Abnahme der Leuchtintensität in P'' festgestellt werden, in dem Masse als die eingeschaltete Erdstrecke grösser wurde. Natürlich giebt die Schätzung der Leuchtstärke einer Röhre nur einen schwachen Anhalt für die Schätzung der im Spannungsbauche bei P'' auftretenden Wechselspannungen; ich hoffe, das Mass der Abnahme dieser Spannungen mit der Zunahme des Abstandes der beiden Erdplatten noch nach einem anderen Verfahren genauer ermitteln zu können. Immerhin konnte bei oftmaliger Wiederholung der Versuche die Verringerung der bei P'' auftretenden Spannungen mit der Vergrösserung der von P' aus elektrisierten Strecke a der Erdoberfläche qualitativ stets gut beobachtet werden. Die benutzte Leuchtröhre bestand der Hauptsache nach aus einem 15 cm langen in Windungen angeordneten Kapillarrohr, mit Erweiterungen an beiden Elektroden; die Lichterscheinung konnte mit ziemlicher Sicherheit folgendermassen festgestellt werden.

$a = 5$ m: Die Röhre leuchtet in ihrer ganzen Länge recht lebhaft; auch der obere Elektrodenraum ist noch mit deutlichem, diffusem Lichte angefüllt. Dem oberen Spulenende können Fünkchen von mehreren Zehntel mm Länge entzogen werden.

$a = 10$ m: Das Leuchten wird nur wenig schwächer; im oberen Elektrodenraum ist das diffuse Licht nicht mehr ganz so deutlich.

$a = 25$ m: Das Leuchten noch etwas schwächer, doch ist auch im oberen Elektrodenraum das Licht noch eben erkennbar.

$a = 60$ m: Das Leuchten hat sehr merklich abgenommen; das obere Drittel der Röhre ist fast dunkel. Die Fünkchen sind merklich schwächer, aber noch immer deutlich.

Bemerkenswert war ferner, dass der Wellencharakter der durch die Erde übertragenen elektrischen Energie durch die Einschaltung der Erdstrecke keine wesentliche Veränderung er-

fuhr, insofern die Periode der Oszillationen, resp. die Abstimmung der Spule nur um ein Geringes — entsprechend der Vermehrung der Drahtlänge durch die Erddrähte — verändert wurde.

Aus diesen Beobachtungen muss jedenfalls, wie mir scheint, folgendes geschlossen werden:

1. Der bei geschlossenen Funkenschwingungskreisen stets vorhandene symmetrisch gelegene Gegenpunkt des Anschlusspunktes der Ausstrahlungs-Antenne ist, wenn er mit der Erde verbunden wird, der Ausgangspunkt kräftiger oszillierender Elektrisierungen der Erdoberfläche.

2. Die von diesem Punkte ausgehenden Elektrisierungen pflanzen sich in der Erdoberfläche als solche kräftig fort. Sie können eine mit der Erde verbundene abgestimmte Spule in weit grösseren Entfernungen kräftig zum Mitschwingen veranlassen, als dies die von der Antenne aus im Luftraume fortschreitenden Ätherwellen unter sonst gleichen Verhältnissen zu thun vermögen.

3. Die für die elektrischen Wellen geltenden Resonanzgesetze, wie sie namentlich durch F. Braun in die praktische Wellentelegraphie eingeführt worden sind, gelten auch für die oszillatorischen Elektrisierungen der Erdoberfläche, d. h. die Ausbildung kräftiger Spannungsbäuche an den Empfängerspulen setzt die nämliche genaue Resonanz voraus, wie bei den Wellen des Luftraumes.

Es wird zunächst nicht möglich sein, über die Absorption und die Dämpfung der fortschreitenden Oszillationen in der Erdoberfläche sowie über die Intensitätsabnahme mit zunehmender Erdstrecke a priori etwas zu sagen. Man könnte vermuten, dass, während die Energie der nach allen Richtungen des Luftraumes fortschreitenden elektrischen Wellen mit dem Quadrate der Entfernung abnimmt, die nur in der Oberfläche der Erde verlaufenden schnellen Elektrisierungen nur eine lineare Energieabnahme erleiden müssten. Es ist jedoch wahrscheinlich, dass diese Oszillationen von der mit P' verbundenen Erdplatte aus nicht radial ausstrahlen, sondern etwa in der Art zusammengescharter Stromfäden innerhalb eines von einem geschlossenen Strome durchflossenen Teiles der Erdoberfläche nach der jenseitigen Elektrode, d. h. nach der zweiten Erdplatte hin wieder konvergieren. Ist dies der Fall, so wird die Intensitätsabnahme viel langsamer verlaufen als im Verhältnis der Abstände. Die Beobachtungen scheinen diese Annahme zu stützen.

Die hier mitgeteilten Versuche können, wie mir scheint, nur im Sinne der Lecherschen Auffassung einer wesentlichen und unter Umständen sogar überwiegenden Mitwirkung der Erdoberfläche bei der Fortpflanzung der in einem Schwingungskreise entstandenen Oszillationen gedeutet werden. Als Ausgangspunkt der oszillatorischen „Elektrisierung der Erdkugel" ist jedoch nicht der geerdete Fusspunkt der Senderantenne, sondern ein auf der entgegengesetzt elektrisierten Belegung des Flaschensystems symmetrisch liegender Erdanschlusspunkt anzusehen, dem in jedem Augenblicke dieselbe Energiemenge zugeführt wird wie der vorwiegend in den Luftraum ausstrahlenden Sender-Antenne.

Es versteht sich im übrigen von selbst, dass die Frage, ob Versuche auf sehr grosse Entfernungen mit den hochempfindlichen Wellenindikatoren der Telegraphie, d. h. den Kohärern, zu dem gleichen Ergebnisse führen würden, weiterer Prüfung bedarf. Ein Grund, weshalb dies nicht erwartet werden dürfte, scheint mir allerdings bis jetzt nicht hervorgetreten zu sein.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium, 10. März 1903.

(Eingegangen 13. März 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Kasan (Direktor D. A. Goldhammer).

No. 5[1]): D. A. Goldhammer, Über die Strahlenfilter für das ultraviolette Licht.

In dem letzten (Februar-)Heft von Philosophical Magazine beschreibt Herr R. W. Wood die Herstellung von Schirmen, welche nur die ultravioletten Strahlen durchlassen.[2]) Gerade über denselben Gegenstand habe auch ich vor kurzem einige Versuche angestellt.

Bei Gelegenheit eines Vortrages „Über die unsichtbaren Lichtstrahlen", den ich am 4. Januar d. J. gehalten habe, wollte ich dem Publikum die Eigenschaften der ultravioletten und der ultraroten Strahlen ganz parallel zur Demonstration bringen und habe mich daher bemüht, einen Strahlenfilter aufzusuchen, der im Gebiete des Ultravioletten sich analog der Tyndallschen Flüssigkeit (Lösung von Jod im Schwefelkohlenstoff) im Gebiete des ultraroten verhielte. Durch denselben Wunsch wurde auch die Untersuchung des Herrn Wood veranlasst.

Herr Wood empfiehlt die Anwendung einer Lösung von Nitroso-Dimethyl-Anilin, welche das Licht der Wellenlängen von etwa 0,5 μ bis ein wenig über 0,393 μ absorbiert und das Ultraviolett bis 0,2 μ durchlässt. Eine Kombination von dieser Flüssigkeit mit dem dicken

1) No. 4: Diese Zeitschr. 4, 108, 1902.
2) Vergl. diese Zeitschr. 4, 337, 1903.

Kobaltglase und dem grünen „Signal"glase stellt einen schwarzen Schirm dar, der nur die Wellenlängen 0,38—0,34 durchlässt.

Ich habe nahezu dieselben Resultate auf etwas anderem Wege erhalten.

Bekanntlich sind wässerige Lösungen von Metallsulfaten für das Ultraviolett ziemlich gut durchlässig; so finde ich bei Soret[1]) die Angabe, dass eine wässerige Lösung von Kobaltsulfat bis zur *Cd*-Linie No. 25 (Mascart), also bis zur Wellenlänge 0,22 μ durchlässig ist. Da aber auch Quarz für die Wellenlängen kleiner als 0,2 μ „Schwarz" ist, so musste offenbar $CoSO_4$ für unseren Zweck vollkommen gut passen.

In der That fand ich, dass eine 5 cm dicke Schicht der nahezu gesättigten Lösung von $CoSO_4$ im Wasser alle Strahlen etwa von der Linie H ab fast bis zum Ende des ultravioletten Quarzspektrums durchlässt, indem von den anderen Strahlen des Voltaschen Bogens nur etwas Rot übrig bleibt.

Projiziert man das Bild eines Diaphragmas durch diesen Strahlenfilter auf einen Gipsschirm, so sieht das Bild rötlich aus, indem die Farbe auf einem Papierschirm mehr violette Nuance hat; die Ursache liegt offenbar in der Fluoreszenz des Papiers.

Eine gesättigte Lösung von $NiSO_4$ in Wasser ist etwas weniger für das äusserste Ultraviolett durchlässig (wieder 5 cm dicke Schicht); sie absorbiert Rot, Blau und Violett bis etwa 0,39 μ (inklusiv).[2])

Aus diesen Angaben ist nun klar, dass zwei passend gewählte Schichten von beiden Lösungen nur das ultraviolette Licht von etwa 0,39 μ bis etwa 0,3 μ oder weiter durchlassen werden.

Wegen des Mangels eines zweiten Quarzgefässes wurde für mich der Versuch in dieser Form nicht ausführbar. Ich probierte daher, eine Mischung beider Flüssigkeiten zu verwenden.

Eine Lösung, die in Bezug auf beide Salze gesättigt war, wurde mit dem dreimal grösseren Volumen Wasser verdünnt; eine 5 cm dicke Schicht gab ein prachtvolles ultraviolettes Spektrum von etwa 0,39 μ ab (exklusiv); es blieben aber noch helles Orange und schwaches Blau; diese Flüssigkeit wollen wir A bezeichnen, die gesättigte Lösung sei I. Bei etwas grösserer Konzentration kann man das Blau fast zum Verschwinden bringen. Man bekommt ein Strahlenfilter für Orange.

Sehr verdünnte Lösung von Hoffmanns-Violett absorbiert Orange, Gelb und teils Grün, indem alles Ultraviolett nur etwas geschwächt hindurchgeht.

Es wurde nun zu A so viel I zugegossen, bis die blauen Strahlen verschwanden; es blieben das Orange und das Ultraviolett. Obgleich nun das Hoffmanns-Violett mit den zur Untersuchung stehenden Salzen in einer dauernden Mischung nicht existieren kann, lässt sich doch eine solche Mischung für nicht zu lange Zeit verwenden.

In dieser Weise wurde eine sehr verdünnte Lösung von Hoffmanns-Violett (in Wasser) tropfenweise in die oben erwähnte Lösung gegossen, bis alles gewöhnlich sichtbare Licht verschwand. Es ergab sich eine fast schwarze Flüssigkeit, die mehr ultraviolette Strahlen durchlässt als I.

Ein Bild des Diaphragmas auf einen Gipsschirm projiziert, ist unsichtbar; auf einem fluoreszierenden Schirm ist das Bild sehr gut von weitem zu sehen. 1 cm dicke Spiegelglasplatte absorbiert die Strahlen etwa auf die Hälfte; ebenso eine einige Zehntel Millimeter dicke Glimmerplatte.

Mit Hilfe dieses Strahlenfilters kann man ganz effektvoll die Reflexion der ultravioletten Strahlen auf einem ebenen resp. konkaven Glasspiegel, ebenso auch die Brechung in einer Quarzlinse einem grösseren Auditorium (etwa über 200 Zuhörer) demonstrieren.

Ich kann kaum zweifeln, dass es gelingen wird, mit passenden Quarzgefässen die oben erwähnten Flüssigkeiten so zu kombinieren, dass man noch mehr ultraviolette Strahlen erhält und die Kombination für sichtbare Strahlen noch mehr „schwarz" wird.

Da bei diesen Untersuchungen zunächst Vorlesungszwecke verfolgt wurden und ich beabsichtigte, die Versuche später fortzusetzen, so begnügte ich mich mit der Beobachtung mit unbewaffnetem Auge. Das Spektrum auf dem fluoreszierenden Schirme war über $^1/_2$ m lang.

Zum Schluss mögen hier noch zwei Bemerkungen Platz finden.

Bekanntlich hält man für absolut unsichtbar nur die ultravioletten Strahlen von der Wellenlänge kleiner 0,33 μ[1]); gerade für diese Strahlen ist auch das Glas „schwarz". Stellt man zwei Quarzprismen in einiger Entfernung voneinander so auf, dass man kein Spektrum mehr bekommt, weil zwei Prismen wie eine planparallele Platte wirken, so kann man durch ein vorsichtiges Verschieben des zweiten Prismas leicht bewirken, dass durch beide Prismen nur äussere ultraviolette Strahlen durchgehen. Werden dann alle übrigen Strahlen abgeblendet, so bekommt man auf einem fluoreszierenden Schirm ein Bild des Spaltes, der nur durch unsichtbare Lichtstrahlen hervorgerufen wird.

1) J. L. Soret, Arch. de Genève, **61**, 322, 1878.

2) Bei 0,387—0,388 μ liegt das Maximum der Fluoreszenz (vgl. B. W. Snow, Wied. Ann. **47**, 208, 1892; P. Drude und W. Nernst, ib. **45**, 460, 1892).

1) P. Drude, Lehrbuch der Optik, S. 123, 1900.



Eine dünne Glasplatte (photographische) absorbiert diese Strahlen vollständig; eine 5 cm dicke Wasserschicht in einem Quarzgefäss bleibt ohne Einfluss.

Als Vorlesungsversuch ist dieser Versuch sehr interessant.

Die zweite Bemerkung bezieht sich auf den von mir gebrauchten Fluoreszenzschirm.

In den Beiblättern **23**, 386, 1899 findet man ein Rezept zur Herstellung einer fluoreszierenden Masse für X-Strahlen. Dieses Rezept lautet: „1 g Urannitrat wird mit 4 g heissem Wasser in einem Porzellantiegel aufgelöst und $1\frac{1}{2}$ g Ammoniumfluorid beigefügt, worauf das Ganze einige Minuten aufgekocht wird. Diese Lösung, welche keinen Niederschlag enthalten darf, lässt man abkühlen und auskrystallisieren, was in ca. 1 Stunde stattfindet" u. s. w.

Als ich nun genau nach dieser Vorschrift verfuhr, ergab es sich, dass der Niederschlag — ein grün-gelbes Pulver — sich gerade gar nicht lösen wollte. Es musste daher entweder in das Rezept irgend ein Fehler eingeschlichen sein (die betreffende Nummer des Mechanikers, woher das Rezept herstammt, war mir unzugänglich) oder es ist die Erscheinung von der Herkunft resp. der Herstellungsweise der benutzten Stoffe bedingt. Es schien mir in jedem Falle interessant, das gewonnene Pulver auf seine Fluoreszenzwirkung zu untersuchen. Nun zeigte sich diese Wirkung ganz prachtvoll; mit Gummiarabicum gemischt und auf Papier aufgegossen, stellte das Pulver nach dem Austrocknen einen Schirm dar, welcher durch seine Fluoreszenzwirkungen den *Ba-Pt*-Cyanür-Schirm ebenso wie das Uranglas und verschiedene fluoreszierende Flüssigkeiten bei weitem übertraf. Die Herstellungskosten des Pulvers sind ganz unbedeutend; der Schirm dient schon seit etwa zwei Jahren ganz vorzüglich und ohne jede merkliche Änderung in seinen Eigenschaften.

In Bezug auf die X-Strahlen leistet der neue Schirm fast ebensoviel wie der *Ba-Pt*-Cyanür-Schirm. Merklich besser wirkt der erste allerdings nicht, vielleicht etwas schlechter.

Kasan, 3. März (n. St.) 1903.

(Eingegangen 12. März 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalisch-mechanischen Institute von Prof. Dr. M. Th. Edelmann.

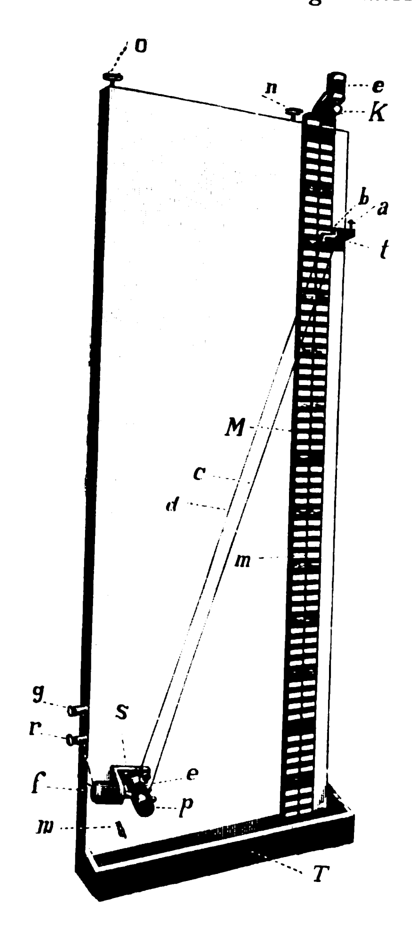
No. 4[1]): M. Th. Edelmann, Vorlesungsapparat zur Demonstration der Gleichzeitigkeit von freiem Fall und Schwingungsdauer eines Pendels.

In dem physikalischen Institut der Wiener Militär-Akademie zeigte mir vor einigen Jahren Herr Oberst von Obermayer den von ihm zuerst angegebenen bezüglichen Apparat. Dies war die Veranlassung zur Konstruktion der nachstehend geschilderten Einrichtung.

1) No. 3: Diese Zeitschr. **4**, 240, 1903.

Vor einem, der Sichtbarkeit des Vorganges wegen mit weissem Stoffe bespannten Holzrahmen, der vermittels der Stellschrauben *o n m* an eine Schultafel etc. gehängt werden kann, befindet sich:

1. Ein weithin sichtbarer, in Centimeter geteilter Beetzscher Vorlesungs-Massstab *M*,



an welchem die einzelnen Centimeter in Weiss und Schwarz abwechseln; statt Weiss ist jeder zehnte Centimeter gelb ausgefüllt. Der in der Mitte des Massstabes gezogene Strich dient zur richtigen Einstellung in die Vertikale vermittels des ruhenden Pendels.

2. Oben am Massstab sitzt ein einfacher, in eine Spitze auslaufender Elektromagnet *e*; wird dieser erregt, dann bleibt die Eisenkugel *K*, solange der Strom dauert, daran kleben.

3. Weiter unten am Massstab befindet sich ein Lager *t*, an welchem zwei Schnüre *c d* (vermittels der Wirbel *a b* in ihrer Länge verstellbar) eingehängt sind. An diesen Schnüren hängt der Eisencylinder *p*, der an dem Elektro-

magneten *f* klebt; *p* dient als Pendellinie und ist bei *e* mit einem Loche versehen.

Beide Elektromagnete *e* und *f* werden vom gleichen Strome umkreist, den man vermittels der Klemmschrauben *g r* zuleitet. Alle bezüglichen, auch aus der Ferne ablesbaren Längen sind so einzustellen, dass einerseits das Schnurpendel ein Sekundenpendel wird, und dass andererseits der Zwischenraum zwischen *K* und *t* gleichkommt der Differenz: Höhe des freien Falles für Halbsekunde minus Länge des Sekundenpendels.

Wird der Strom *g e f r* unterbrochen, so beginnen gleichzeitig Kugel *K* und Pendel *p* zu fallen: die Kugel fängt sich nach Verlauf einer halben Sekunde im Loche *e*.

München, 11. März 1903.

(Eingegangen 14. März 1903)

Über die photographische Aktivität von mit Ozon behandelten Körpern.

Von Oct. Dony-Hénault.

Herr P. Villard hat die Französische Physikalische Gesellschaft[1]) kürzlich auf eine interessante Eigenschaft der mit Ozon behandelten Körper aufmerksam gemacht. Ozon wirkt in reinem Zustande nicht auf Bromsilbergelatine ein; man braucht jedoch nur in unmittelbarer Berührung mit der empfindlichen Schicht einer photographischen Platte oder in geringer Entfernung von ihr (einige Millimeter) gewisse Körper in ozonisierter Atmosphäre anzubringen, um bei der Entwickelung nach einigen Stunden das Bild dieser Körper zu erhalten. Sonderbarerweise behalten die Körper ihre Aktivität noch viele Stunden, nachdem das Ozon zu wirken aufgehört hat. — Papier, Kork, Kautschuk u. s. w. besitzen diese Eigenschaft ebenso wie Geldstücke, von denen man recht scharfe Abdrücke erhalten kann; auch gewisse Metalle, wie z. B. Aluminium, Silicium-Aluminium und Wismut. Herr Villard hat beobachtet, dass man derartige Bilder auch durch sehr dünne Schichten von Papier und Aluminium hindurch herstellen kann; daher spricht er denn auch von einer „Strahlung", ohne jedoch irgend eine Hypothese in Bezug auf das Entstehen dieser Strahlung und die dieselbe bedingende chemische Erscheinung auszusprechen. Er stellt nämlich einerseits fest, dass die Eigenschaft, durch Berührung einen Eindruck hervorzurufen, durch Calcinieren der Geldstücke vor dem Ozonisieren verloren geht und das andererseits vorher auf Rotglut erhitztes Aluminium noch die Fähigkeit besitzt, in Berührung mit Ozon einen solchen zu erzeugen. Daher ist er zu der Annahme gezwungen, dass die photochemische Aktivität eines mit Ozon behandelten Körpers von seiner organischen oder nicht organischen Natur durchaus unabhängig sein kann.

In dieser Fassung ist das Problem recht dunkel, und da ich mir über diese Frage Gewissheit verschaffen wollte, habe ich die eigenartigen Versuche Villards wiederholt. Das gute Gelingen derselben hängt von gewissen experimentellen Faktoren ab, die ich in einer ausführlichen Abhandlung des Näheren angegeben habe. Man kann, besonders mit geprägten Gegenständen, bei direktem Kontakt mit der empfindlichen Schicht scharfe Bilder erzielen. Alle diese Bilder zeigen übereinstimmend eine Eigentümlichkeit, u. zw. lassen die Reliefs der Geldstücke, die der Schicht doch am nächsten liegen und sie deswegen am ehesten beeinflussen könnten, sie gerade unbeeinflusst, und erscheinen auf dem Bilde hell, während hingegen die von der Schicht am weitesten entfernten Vertiefungen auf dieselbe einwirken und sich auf dem Cliché schwarz markieren. Dieses auf den ersten Blick paradoxe Verhalten erklärt sich leicht, wenn man annimmt, dass die an der Oberfläche der Münze vorhandenen organischen Verunreinigungen bei der Ozonisierung der eigentliche Sitz der aktinischen Emission sind, da die Hohlteile der Oberfläche allein imstande sind, solche in nennenswerter Menge zurückzuhalten.

Ich war bei Wiederholung der Villardschen Versuche erstaunt, zwischen meinen Resultaten und den seinigen erhebliche Abweichungen zu finden; trotz mehrfacher Bemühungen habe ich nämlich bei Aluminiumstücken von verschiedener Reinheit und Herkunft keinerlei Aktivität wahrnehmen können. Somit verschwand das einzige Hindernis, dass sich der Aufstellung einer erklärenden Hypothese widersetzte, und wurde es plausibel, anzunehmen, dass Ozon nur bei Anwesenheit von organischen oxydierbaren Substanzen imstande ist, eine indirekte Einwirkung hervorzubringen. Übrigens ist es bekannt, dass gewisse Beobachter während der Zerstörung von Ozon das Auftreten von Leuchterscheinungen beobachtet haben: so z. B. Fahrig[1]) bei der Zersetzung von Ozon durch mechanisches Schütteln, bei Anwesenheit gewisser von organischer Materie freier Wassersorten, und Otto[2]) bei der Zerstörung von Ozon die beim Reinigen von mit organischen Substanzen durchsetztem Wasser eintritt. Letzterer hat gezeigt, dass

1) Bull. de la Soc. franç. de Physique. 1902. No. 175.

1) Chem. News, Juni 1890, **62**, 39.
2) Comptes Rendus, **123**, 1005.

sehr verschiedenartige organische Substanzen sich auf Kosten von Ozon oxydieren und dabei eine durch die Wände der Flasche, in der die Reaktion sich vollzieht, hindurch sichtbare Phosphoreszenz erzeugen. Ein einfacher Versuch lehrt jedoch, dass die Strahlungen, welche die hier vorliegenden Bilder erzeugen, nicht von derselben Art sind wie die obiger Phosphoreszenz; sie werden nämlich durch eine sehr dünne Glasschicht vollständig aufgehalten.

Ein ebenso überraschender wie einfacher Versuch bestätigt jedoch den weiter oben in betreff des Ursprunges der Strahlungen ausgesprochenen Satz. Man überzieht nur auf einer Seite zwei recht saubere bronzene Medaillen mit einer dünnen Schicht geschmolzenen Rinderfettes; hierauf legt man in zwei aufeinanderfolgenden Versuchen auf eine und dieselbe Platte die Medaillen A und B derart, dass beim ersten Versuch die eingefettete Seite von A und die blanke Seite von B die empfindliche Schicht berühren, während beim zweiten die Verhältnisse umgekehrt liegen. Nach erfolgter Behandlung mit Ozon giebt die erste Platte ausschliesslich das Bild von A, die zweite das von B.

Daher müssen bei der Reduktion des Ozons durch organische Substanzen besondere Strahlungen entstehen, die mit denen einer sichtbaren Phosphoreszenz nichts zu thun haben und deren photochemische Wirksamkeit ganz erheblich ist. Frühere Versuche von Russell gestatten, ihren Ursprung festzustellen.[1]) Letzterer hat im Jahre 1889 gezeigt, dass in Wasser aufgelöstes Wasserstoffsuperoxyd bei selbst sehr geringer Konzentration ($^1/_{1000000}$ dem Gewichte nach) bereits imstande ist, Strahlungen auszusenden, die in einigen Stunden auf einer in der Nähe aufgestellten photographischen Platte einen Eindruck hervorrufen können; die Strahlungen sind um so wirksamer, je stärker die Konzentration des Wasserstoffsuperoxyds ist; dieselben gehen durch Papier, Gelatine, Aluminium und selbst durch sehr dünne Goldblättchen hindurch.

Nun ist Ozon ja zwar nicht imstande, beim Einwirken auf reines Wasser Wasserstoffsuperoxyd zu bilden, erhält aber diese Fähigkeit bei Anwesenheit oxydierbarer organischer Substanzen. Houzeau hat dies schon vor längerer Zeit an der Oxydation des Alkohols und des Indigosulfats durch Ozon gezeigt. Ich habe daher vermittels eines von L. Crismer[2]) angegebenen empfindlichen Reagens, das den Vorteil hat, sich in sehr schwachsaurer Lösung anwenden zu lassen, untersucht, ob sich Wasserstoffsuperoxyd in merklichen Mengen bildet, wenn Ozon auf Flächen von Kork, Fett u. s. w. einwirkt, und habe beobachtet (ausser bei Kautschuk, bei dem das Indikatorreagens nicht anzuwenden war), dass dem wirklich so ist. — Wenn man diese Körper nach der Einwirkung des Ozons mit etwas Wasser ausschüttelt, findet man, dass letzteres Wasserstoffsuperoxyd aufgenommen hat, und wenn man die unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen erzeugte Menge berechnet, so sieht man, dass dieselbe bei weitem die für die ausserordentlich bedeutende aktinische Aktivität des Wasserstoffsuperoxyds nötige Menge übersteigt.

Zu dem oben ausgesprochenen Satze: „Ozon kann nur bei Anwesenheit organischer oxydierbarer Substanzen auf Bromsilbergelatine eine indirekte Wirkung ausüben," kann man noch folgenden anderen hinzufügen: „In den meisten und wahrscheinlich in allen Fällen, wo Ozon die photochemische Wirksamkeit gewisser Körper hervorruft, rührt diese Wirksamkeit von der Bildung von Wasserstoffsuperoxyd her, die gleichzeitig mit der Oxydation organischer Substanzen durch Ozon auftritt.

Die Russellsche Arbeit hat mich in stand gesetzt, die Abweichung meiner Beobachtungen von denen Villards in Bezug auf die Aktivität des Aluminiums zu erklären. Dieses Metall (und ebenso auch andere Wasser zersetzende Metalle) kann durch langsame Oxydation an feuchter Luft Wasserstoffsuperoxyd liefern und daher photographische Abbildungen seiner Oberfläche geben. Die von Villard mit zur Rotglut erhitztem oder nicht erhitztem Aluminium erhaltenen Abbildungen kamen jedenfalls von der in dem dunklen Raume herrschenden Feuchtigkeit; bei meinen Versuchen wurde hingegen das Ozon durch ein Gemisch von ungelöschtem Kalk und Phosphorsäureanhydrid hindurch geleitet, und da das Aluminium so mit keiner Spur von Feuchtigkeit in Berührung kam, konnte es auch kein Wasserstoffsuperoxyd bilden. Die von Villard auf Rechnung eines Angriffs des Metalls durch Ozon gesetzte Bildung eines Eindrucks hat daher mit diesem Körper nichts zu thun, kam vielmehr von ungenügender Trockenheit des Gases im Versuchsraum. Ich habe denn auch bei Abwesenheit jeder Spur von Ozon Bilder von verschiedenen vorher unwirksamen Aluminiumstücken erzielen können, dadurch, dass ich der Atmosphäre des Dunkelraumes eine gewisse Feuchtigkeit erteilte.

Das von Villard aufgeworfene Problem lässt sich also auf die ganz kürzlich in dieser Zeitschrift von Prof. Graetz[1]) behandelte und

1) Proc. Roy. Soc. **64**, 409, 1899.
2) Bull. Société Chim., Paris, 1891, 5/7.

1) Diese Zeitschr. **4**, S. 160—161, 1902; **4**, S. 271 bis 274, 1903.

eingehend erörterte Erscheinung der aktinischen Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds zurückführen. Graetz hat klar bewiesen, dass die photographische Wirkung nicht, wie Russell annahm, von Wasserstoffsuperoxyddämpfen herrührt; es erscheint plausibel, anzunehmen, dass die Strahlung des Wasserstoffsuperoxyds mit der Becquerelschen verwandt ist. Jedoch darf man durchaus nicht das Problem als völlig gelöst ansehen; im besonderen erscheint mir bei der Erklärung von Prof. Graetz ein Punkt dunkel. Derselbe giebt an, dass bei der Einwirkung von Wasserstoffsuperoxyd auf eine photographische Platte sich auf der empfindlichen Schicht Wasserstoffsuperoxyd bildet, und nimmt zur Erklärung dieser Erscheinung an, dass die Strahlung des H_2O_2 die Fähigkeit besitzt, diesen Körper auf ihrem Wege aus seinem Komponenten immer wieder zu bilden; diese Bildung von H_2O_2 vergleicht er mit der Bildung von Ozon auf Kosten des atmosphärischen Sauerstoffs in einem von Becquerel-Strahlen durchsetzten Raume. Andererseits giebt er jedoch wieder an, dass die Eindrücke in einer Kohlensäureatmosphäre entstehen können, und die Bildung von H_2O_2 in einer solchen Atmosphäre scheint doch recht schwer einzusehen. Dies ist jedoch nur ein einzelner Punkt, und vielleicht habe ich die Prof. Graetzsche Theorie nicht vollständig verstanden.

Laboratorium des Solvayschen Instituts.
Brüssel, den 3. Febr. 1903.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 7. März 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Julius Rheinberg, The common basis of the theories of microscopic vision treated without the aid of mathematical formulae. (Abdruck aus der Zeitschrift für wissenschaftliche Mikroskopie.) Leipzig, S. Hirzel. 1902. 35 S. mit 35 Fig. 8⁰. M. 1,50.

Die Arbeit handelt von den Bildern einer Lichtquelle, erzeugt von einem durch gitterförmige Strukturen vor der abbildenden Linse unterbrochenen Strahlenkegel; wie mir mitgeteilt wurde, soll eine Fortsetzung erscheinen, welche den Hauptpunkt: den Übergang vom Bild der Lichtquelle zum Bilde der Struktur, zum Gegenstand hat. Vorläufig wird ein wesentlicher Teil der Abbeschen Theorie — die Beugungsspektra — ausführlich und mit Rücksicht auf die doppelte, einerseits theoretische und mit Umgehung jeder Formel rein geometrische, andererseits experimentell-photographische Methode unleugbar mit grossem Geschick erörtert. Nach einer kurzen Einleitung über die Entstehung der Schrift (Vorwort) und einige Prinzipien aus der Wellentheorie des Lichtes (Kap. I) behandelt Kap. II die Abbildung einer schmalen (streifenförmigen) Lichtquelle durch eine Linse mit engerer oder weiterer (spaltförmiger) Apertur. Insofern könnte man von einem mikroskopischen Bilde sprechen. Auch die chromatische und sphärische Aberration wird kurz gestreift. Kap. III setzt an Stelle der einen Spalte (vor der abbildenden Linse) zunächst 2 und untersucht den Einfluss der verhältnismässigen Breite der Stäbe und Spalten, alsdann 3, ferner 7, endlich zahllose. Dieser Übergang zu ∞ ist sehr instruktiv. Kap. IV bespricht den Einfluss der Schiefe der auf das Gitter auffallenden Strahlen, mithin auch die Wirkung einer ausgedehnten Lichtquelle (konvergente Beleuchtung). Zahlreiche Abbildungen dienen als vortreffliche Erläuterung des Gesagten. — In deutschen Werken wird die Theorie des mikroskopischen Sehens vielfach zu knapp und allzu einseitig behandelt, indem man von vornherein von Gittern mit unendlich viel Streifen spricht, welche zwar der mathematischen Behandlung leichter zugänglich sind, in Wirklichkeit aber nie vorliegen; es verdient deshalb Anerkennung, wie der Verfasser diesen Übelstand methodisch zu umgehen wusste, und so hat mir die Lektüre der Abhandlung von diesem Gesichtspunkt aus einige unterhaltende Stunden verschafft. Karl Strehl.

(Eingegangen 21. Dezember 1902.)

Viktor Grünberg, Zur Theorie der mikroskopischen Bilderzeugung. 90 S. mit 27 Fig. 8⁰. Leipzig, J. A. Barth. 1903. M. 3,—.

Die Arbeit des Verfassers könnte man ansehen als eine Art mathematischer Ergänzung zu Dippel: „Handbuch der allgemeinen Mikroskopie." Wie dieser sendet er der eigentlichen „Theorie der mikroskopischen Bilderzeugung" einen Abriss der geometrischen Optik voraus, deren Sätze er in z. T. eigenartiger Weise herleitet. Leider vermag ich nicht allem beizustimmen. Z. B. die Figur S. 22 stellt den unmöglichen Fall: „Augenort = Okularort" vor, während die Formel für die Vergrösserung S. 24 für den Fall: „Augenort = hinterer Brennpunkt des Mikroskopes" gilt. Dieser Widerspruch scheint mir von dem herzurühren, dass in der

Figur das Objektivbild genau in den vorderen Brennpunkt des Okulares fällt. Nach S. 27 möchte man glauben, dass Punktpaare ohne sphärische Aberration zugleich solche mit erfüllter Sinusbedingung seien (wegen gleichzeitigen Besitzes beider Eigenschaften „aplanatisch" genannt), dies gilt aber nur für eine brechende Fläche. Im allgemeinen haben diese beiden Abweichungen keine solche Gemeinsamkeit, wiewohl sie nahe verwandt sind. S. 29 scheint mir die Lagrangesche Gleichung für achsennahe Strahlen verwechselt mit der Orthoskopiebedingung für grosse Achsenwinkel, indem Bildpunkte mit Blendenpunkten verwechselt sind (vgl. schon S. 11!). S. 29: Aus der Lagrangeschen Gleichung folgt nicht etwa durch Annäherung (*sin* statt *tan*) die Sinusbedingung; vielmehr umgekehrt aus der Annahme erfüllter Sinusbedingung durch Annäherung (*tan* statt *sin*) die Lagrangesche Gleichung; beide gehören Näherungsgebieten ganz verschiedener Grössenordnung an. S. 59: Die Proportionalität der Helligkeit zum Quadrat der numerischen Apertur gilt nur dann, wenn die Apertur gleichmässig lichterfüllt ist, was gerade beim gewöhnlichen mikroskopischen Beobachten nicht der Fall ist. Der Einwand: „es stehe so bei Dippel und in mikroskopischen Preiskuranten" wird bei näherer Überlegung hinfällig. Bezüglich der eigentlichen Theorie der mikroskopischen Bilderzeugung beschränkt sich leider der Verfasser auf die gewöhnliche sogenannte Abbesche Theorie, d. h. auf Gitterstriche (wiewohl er bloss eine endliche Anzahl solcher voraussetzt), dünne Objekte und die Hauptbildebene. Es ist schade, dass er die neueste Litteratur mit ihren über diese speziellen Fälle hinausgehenden Untersuchungen nicht berücksichtigt hat. S. 89: Die Grenzbedingung gilt wohl nur für ebene Trennungsflächen (vgl. hiermit die Wirkung der homogenen Immersion oder von Frontlinsen mit konkaver Vorderfläche, welche direkt in das Einbettungsmedium tauchen). Karl Strehl.

(Eingegangen 21. Dezember 1902.)

Heinrich Greinacher, Einführung in die Theorie der Doppelbrechung. 64 S. mit 24 Fig. kl. 8⁰. Leipzig, Veit & Co. 1902. M. 1,20.

Mit einfachen geometrischen Mitteln — fast ohne jede algebraische Formel entwickelt der Verfasser eine elementare Theorie der Doppelbrechung in kurzer übersichtlicher Form, von der (einseitigen) Annahme ausgehend, dass der „Lichtvektor" senkrecht zur Wellennormale ist. Die Einleitung ist dem Prinzip und der Konstruktion von Huygens gewidmet. Im Hauptteil wird gleichmässig für einachsige und zweiachsige Krystalle die charakteristische Fläche einmal unter dem Namen „Wellenfläche" mit Übergehung der „Normalenfläche" aus dem „Elastizitätsovaloid", zum andern unter dem Namen „Strahlenfläche" aus dem „Elastizitätsellipsoid" konstruktiv abgeleitet, das „Elastizitätsovaloid" auch noch durch das „Polarisationsellipsoid" ersetzt, und im Anschluss die Haupterscheinungen planparalleler Plättchen im Polarisationsapparat erörtert. Die immerhin knappe Darstellung dieses schwierigen Gebietes verlangt scharfe Aufmerksamkeit; eine Stelle schien mir dunkel, S. 69: „Dass, wenn auch das Lichtcentrum C punktförmig wäre, im allgemeinen die Phase der Lichtschwingung auf der Wellenfläche verschieden ist." Karl Strehl.

(Eingegangen 21. Dezember 1902.)

A. Kirschmann, Die Dimensionen des Raumes. Eine kritische Studie. (Sonderausgabe aus: Wundt-Festschrift, Philosophische Studien XIX.) gr. 8. 112 S. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1902. M. 2,—.

Das vorliegende Buch hat einen kriegerischen Charakter; es wendet sich mit grosser Schärfe und nicht ohne Ungerechtigkeit gegen eine Disziplin, auf welche die Mathematiker sehr stolz sind: gegen die Lehre von den allgemeinen Raumformen. Ursprung und wesentliches Ziel dieser Lehre ist die kritische Erforschung der Grundlagen, auf welchen die Geometrie Euklids ruht. Bei dem eminent philosophischen Interesse des Gegenstandes wird niemand dem Philosophen die Teilnahme an der Arbeit verwehren wollen, man wird im Gegenteil seine Mitwirkung freudig begrüssen, man wird gerne zugeben, dass bei den Fundamentalproblemen die strenge Scheidung der Disziplinen aufhört, wenn man auch vielleicht im Gegensatz zu Herrn Kirschmann der Ansicht sein wird, dass Mathematik nicht jedermanns Sache sei, und dass an ihrer Unpopularität doch nicht nur „die in unseren Tagen übliche Methode und Darstellungsweise dieser Wissenschaft die Schuld trage".

Auf keinen Fall aber hätte Herr Kirschmann nötig gehabt, sein Eingreifen dadurch zu legitimieren, dass er den Mathematikern ungerechterweise eine ganze Anzahl gröbster logischer Irrtümer und Konfusionen zuschiebt, deren Aufdeckung zeigen soll, wie wünschenswert eine philosophische Überwachung ihrer Thätigkeit sei. Wird nicht — um nur ein Beispiel anzuführen — der Mathematiker sich dagegen verwahren müssen, wenn ihm aus dem Gebrauch des Begriffes „benachbarte Punkte" ein Vorwurf gemacht wird? Derselbe bezeichnet nichts anderes als eine Richtung, welche als Grenzlage einer unendlichen Anzahl von Richtungen erscheint; hat man den Grenzbegriff — die Grundlage der Differentialrech-

nung — richtig erfasst, so ist ein Missbrauch der gerügten Ausdrucksweise ausgeschlossen, ihre Annahme aber durch ihre Zweckmässigkeit gerechtfertigt. Wie ungerecht ist es ferner, wenn der Mathematik in genere die „einseitig analytische Betrachtungsweise", „die analytische Manie" vorgehalten wird. Dieser Tadel trifft allenfalls vereinzelte Richtungen der Mathematik; er trifft gewiss nicht die moderne Mathematik; man denke an die Göttinger Schule, welche überall ein so grosses Gewicht auf die Anschauung legt und den ganzen Unterricht in diesem Sinne zu reformieren bestrebt ist. Wenn andererseits Herr Kirschmann dem Satze von der Ähnlichkeit aller Parabeln eine so grosse Bedeutung beimisst, dass er auf ihn die (nach seiner Ansicht sonst sinnlose) Benennung „parabolischer Raum" begründen möchte, so muss das nach dem Vorhergehenden überraschen; denn der anschauliche Wert dieses Satzes ist doch sicherlich nicht sehr gross. —

Zur nicht-euklidischen Geometrie führen zwei Wege; der erste nimmt seinen Ausgangsgangspunkt von dem „Parallelenaxiome" Euklids; man hat frühe erkannt, dass die so bezeichnete Aussage nicht denselben axiomatischen Charakter besitzt wie die übrigen „Axiome", und zunächst vermutet, dass sie einen beweisbaren Lehrsatz darstelle. Das Scheitern stets erneuter Versuche, den Satz logisch zu begründen, führte im neunzehnten Jahrhundert zu einer ganz neuen Auffassung: Der Satz, dass zu einer gegebenen Geraden eine und nur eine Parallele durch einen gegebenen Punkt gelegt werden kann, ist weder Axiom in dem Sinne wie die übrigen Axiome, noch eine logische Folgerung aus den letzteren, sondern eine Hypothese. Wird statt ihrer eine andere ihr widersprechende Hypothese zu Grunde gelegt und mit den übrigen Axiomen verknüpft, so lässt sich auf dieser Grundlage ein wissenschaftliches Gebäude errichten, eine „Geometrie", deren Sätze allerdings nicht in unserer Raumanschauung eine Stütze finden und sich daher auf einen nicht in der Erfahrung gegebenen Raum beziehen. Diese Spekulationen, welche durch die Leistungen von Gauss, Lobatschefskij, Wolfgang und Johann Bolyai zur Entwickelung gebracht worden sind, hängen mit der Aufgabe, welche sich Herr Kirschmann stellt, weniger eng zusammen als die im folgenden zu erwähnenden Untersuchungen, trotzdem werden auch jene in der vorliegenden Schrift bekämpft. In erster Linie hält Herr Kirschmann die Gegenüberstellung eines „gegebenen" und eines „nicht gegebenen" Raumes für absurd. Entweder — so meint er — hat nur eine der beiden Geometrien (die euklidische oder die nichteuklidische) in dem Raume unserer Anschauung Geltung, dann ist die andere falsch; oder beide beziehen sich auf den gegebenen Raum, dann sind beide unter gewissen Gesichtspunkten richtig. Ein zweiter Einwand ergiebt sich aus dem — auf sehr gewagte Betrachtungen über Figurenvergrösserung gestützten — Beweis, dass die nicht-euklidische Geometrie stets mit absoluten Grössen operieren müsse; „absolute Grössen sind aber nicht allein niemals in der Erfahrung gegeben, sondern sie sind nicht einmal denkbar". — Schliesslich sei in einer Geometrie, welche das Parallelengesetz verneine, der Gebrauch der Begriffe π oder 180^0 nicht zu rechtfertigen, da diese selbst von jenem Axiom nicht unabhängig seien. —

Nach dieser negativen Kritik giebt der Verfasser seine eigene positive Auffassung des umstrittenen Satzes. Nach seiner Ansicht müsse man sich überall mit einer Begriffsanalyse, d. h. mit einer Zurückführung auf absolut einfache, nicht weiter zerlegbare Begriffselemente begnügen. Eine solche Analyse soll nun für den Begriff des Parallelismus dadurch gegeben sein, dass in diesem neben einem projektivischen, d. h. die reine Anschauung angehenden, ein metrischer Bestandteil aufgezeigt wird. „Der projektivische Bestandteil dieser Definition besagt, dass sich die Geraden nicht schneiden, oder, was dasselbe ist, dass zwischen je zweien von ihnen ein gemeinsames Lot möglich ist. Das ergänzende und für den Parallelismus ausschlaggebende metrische Kriterium besteht in der Mehrheit der möglichen gemeinschaftlichen Lote."

„Die Bedeutung des Lotes beruht hier nicht auf seiner metrisch ausgezeichneten Stellung (Winkel von 90^0), sondern auf seiner rein räumlichen (projektivischen) Eigenschaft als Symmetriescheide zwischen zwei metrisch kongruenten und doch verschiedenen Teilen des Raumes."

Auf einem zweiten Wege führen die durch Riemann und Helmholtz inaugurierten Untersuchungen zu der Lehre von den allgemeinen Raumformen. Ihr Ausgangspunkt ist die Thatsache, dass die in dem Raume unserer Anschauung herrschenden Beziehungen sich darstellen lassen durch eine dreifache Mannigfaltigkeit von Grössen. Da aber diese nur eine spezielle Mannigfaltigkeit dreifacher Variabilität ist, so erhebt sich die Frage, wodurch dieselbe von allgemeineren Mannigfaltigkeiten unterschieden, in ihren Besonderheiten charakterisiert sei. Die zur Vergleichung herbeigezogenen Mannigfaltigkeiten werden gleichfalls geometrisch interpretiert, wobei freilich die unserer Anschauung gesteckten Grenzen überschritten werden müssen. Man geht noch einen Schritt weiter und wendet die geometrische Sprache auch auf Mannigfaltigkeiten höherer Variabilität an; so gelangt

man zu dem Begriffe „mehrdimensionaler Räume".

Allen diesen Betrachtungen stellt Herr Kirschmann zunächst den schwerwiegenden Einwand gegenüber: Der Begriff des Raumes ist nicht durch Grössenbeziehungen zu erschöpfen; denn er enthält neben dem metrischen ein ihm eigentümliches qualitatives Element: die Ausdehnung, welches ebensowenig wie die Sinnesqualitäten durch quantitative Betrachtungen erfasst werden kann. Der Begriff der Grösse aber setzt den der Ausdehnung, der extensiven Trennung, als conditio sine qua non voraus. Es giebt keine reine Grössenlehre, während eine reine Ausdehnungslehre (nichtmetrische, projektive Geometrie) wohl möglich ist. „Algebraische Ausdrücke bestimmen nur eindeutig, soweit es die der allgemeinen 1-dimensionalen Grössenlehre angehörenden Massverhältnisse anbelangt, und bestimmen gar nichts mit Bezug auf Raum und Räumliches." Wohl können wir verschiedene algebraisch konstruierte Mannigfaltigkeiten vergleichen, nicht aber verschiedene Räume, da wir von der Anschauungsform unseres Raumes nicht zu abstrahieren imstande sind. Der Hinweis auf die verschiedenen zweidimensionalen Raumformen, von welchen wir angeblich durch Abstraktion eine Vorstellung erhalten, deren Geometrien wir ausmalen können, ist trügerisch, da wir ein zweidimensionales Gebilde (eine Fläche) überhaupt nur in unserem dreidimensionalen Raume vorstellen können. Der für die allgemeine Geometrie so wichtige Begriff des Krümmungsmasses, welcher nach Herrn Kirschmann schon in der ihm von Gauss gegebenen Bedeutung nicht einwandsfrei erscheint, wird in seiner Anwendung auf Räume zu einer Absurdität.

Alle die Konfusionen auf diesem Gebiete, welche Herr Kirschmann aufgedeckt zu haben glaubt, beruhen nun nach seiner Ansicht auf einer kritiklosen Verwendung des höchst mangelhaft definierten Dimensionsbegriffes und der ebenso kritiklosen Annahme der konventionellen Dreizahl der Dimensionen des Raumes. Hier Klarheit zu schaffen ist der Hauptzweck der vorliegenden Schrift, wie schon deren Titel besagt. Es werden daher fünf Definitionen des Dimensionsbegriffes angeführt und kritisiert.

1. Die Dimension ist lediglich ein analytischer Begriff; dann bezieht er sich auf irgendwelche Mannigfaltigkeiten, hat aber mit dem Raume nichts zu thun.

2. Der Begriff stützt sich auf die Koinzidenz der ersten, zweiten und dritten Potenzen mit den Massfaktoren von Linien, Ebenen und Körpern, also auf eine lose und in sehr engen Grenzen bestehende Analogie.

3. Der Dimensionsbegriff wird abgeleitet aus der Betrachtung der Raumgebilde im Verhältnis zu ihren Grenzen. Diese Definition, die „berechtigste von allen" führt, indem sie von Körpern (Räumen) zu Flächen, Linien, Punkten übergeht, zu einer Vierzahl von Dimensionen; sie stimmt aber in dieser Form mit dem gewöhnlichen Dimensionsbegriff nicht überein; denn die „Grenzdimensionen" sind qualitativ verschieden und nicht durch Richtungen im Raume definierbar.

4. Die Riemannsche Definition, nach welcher eine $(n-1)=$fach oder $(n+1)=$fach ausgedehnte Mannigfaltigkeit entsteht, wenn eine $n=$fach ausgedehnte Mannigfaltigkeit auf bestimmte Art in eine andere völlig verschiedene übergeht, ist eine indirekte Definition und lässt sich nur auf den gegebenen Raum anwenden.

5. Die gewöhnliche und gebräuchlichste Definition, nach welcher die Dimensionen Richtungen im Raume (etwa Länge, Breite und Dicke) bezeichnen. Da es aber keine Grundrichtungen im Raume giebt (wie es etwa Grundfarben giebt), da wir ferner beim Übergang vom Raume zur Fläche nicht von einer, sondern von unendlich vielen Richtungen abstrahieren, so ist die angenommene Dreizahl hier ganz und gar konventionell. Der gegebene Raum unserer Anschauung kann auch als mehrdimensionales Gebilde aufgefasst werden (was durch den Hinweis auf überzählige Koordinatensysteme bewiesen werden soll). —

Der Punkt ist nicht Raumelement, sondern vollendete Raumbestimmung; er setzt den allseitig ausgedehnten Raum voraus; dieser ist das „Elementarste, Einfachste, das Primäre". Er enthält noch nichts von Grössenbeurteilung.

Was zunächst den Hauptgegenstand der Kirschmannschen Kritik angeht, so wird man wohl sagen dürfen, dass die dem Raume zugeschriebene Dreidimensionalität nichts weiter zum Ausdruck bringen soll als die Thatsache, dass die metrischen Beziehungen im Raume sich durch drei unabhängig voneinander und unbeschränkt variable Grössen darstellen lassen. Die Dimensionen des Raumes sind also weder ein rein analytischer noch ein rein geometrischer Begriff; sie entspringen aus der Anwendung analytischer Methoden auf geometrische (räumliche) Verhältnisse. Daher wird es auch erklärlich, dass die niedere Mathematik des Dimensionsbegriffes völlig entraten kann.

Eine Besprechung der übrigen, im vorhergehenden skizzierten Einwendungen des Herrn Kirschmann im einzelnen würde die Grenzen dieses Referates erheblich überschreiten. Man wird Herrn Kirschmann darin zustimmen müssen, dass das qualitative Moment der „Ausdehnung" sich den algebraischen Operationen entzieht, dass letztere im Grunde stets ein-

dimensionalen Charakter haben und natürlich nicht allgemein ein sinnliches oder anschauliches Korrelat besitzen, dass daher den Spekulationen über höhere Raumformen zunächst nur analytische Bedeutung beizulegen ist. Dass sie aber unter keinen Umständen eine tiefergehende Bedeutung erlangen, niemals ein anschauliches Korrelat finden könnten, wird man auf Grund der folgenden Erwägung nicht zugeben dürfen. Das Riff, an welchem nach Herrn Kirschmanns Ansicht die nicht-euklidische Geometrie scheitert, sind ihre absoluten Grössen. Es giebt allerdings keine absoluten Grössen; was wir so bezeichnen, sind Grössen, auf welche wir andere Grössen in gewissen Bereichen und mit Annäherung beziehen; so bilden die auf der Erdoberfläche gemessenen Grössen ein Beziehungssystem für die meisten irdischen Vorgänge, soweit wir nämlich bei ihrer Betrachtung von der Erdrotation absehen können. Letztere erkennen wir allerdings unmittelbar aus der scheinbaren Bewegung der Gestirne; aber gesetzt, diese wäre unserem Auge verborgen, unsichtbar, dann würde der Glaube, dass die Erde ruhe, sich noch fester eingewurzelt, noch länger behauptet haben. Trotzdem hätte auch dann vielleicht ein kühner Geist — zum Entsetzen seiner philosophischen Kritiker — auf Grund der in irdischen Verhältnissen studierten relativen Bewegungen zu berechnen versucht, welche Folgerungen sich aus der Annahme einer Erdbewegung ergeben würden. Und er würde, auch wenn nie ein Gestirn am Himmel aufgeleuchtet hätte, die Bestätigung seiner Spekulationen an der Erdoberfläche selbst, etwa durch den Foucaultschen Pendelversuch gefunden haben. Vorher aber würden ihn seine Gegner mit folgendem Schlusse bekämpft haben: „Während die Bewegung doch eine Ortsänderung im Raume ist, spricht man auf einmal von der Bewegung des Raumes selbst." Genau so argumentiert der Verfasser unserer kritischen Studie gegen Riemann und Helmholtz, wenn er sagt: „Während die Krümmung doch eine Richtungsänderung im Raume ist, spricht man auf einmal von der Krümmung des Raumes selbst." —

Es soll zum Schlusse noch erwähnt werden, dass Herr Kirschmann in einem sehr lehrreichen Teile seiner Studie die Motive zur Annahme einer vierten und höheren Dimension in vortrefflicher Gruppierung zusammenstellt. Ausser dem mathematischen kommen hierbei in Frage der mystische, der psychologische und der naturwissenschaftliche Gesichtspunkt. Die Besprechung des letzteren bildet einen der hübschesten Abschnitte des Buches; es werden hier die Erscheinungen des Enantiosmorphismus erörtert und auch die grossen Schwierigkeiten hervorgehoben, welche jene den atomistisch-mechanistischen Erklärungsversuchen entgegensetzen. Herr Kirschmann erwähnt nicht die Energetik; aber es erscheint nicht undenkbar, dass diese in dem erwähnten Umstande eine wirksame Waffe zum Kampfe gegen die ihr entgegenstehenden Lehren der modernen Naturwissenschaft erblicken wird. K. Boehm.

(Eingegangen 28. Dezember 1902.)

H. M. Macdonald, Elektrische Wellen. 198 Seiten. Cambridge, University Press. 1902.

Die vorliegende Schrift stellt sich die Aufgabe, die Fortpflanzung der elektrischen Wellen mathematisch vom Standpunkte der modernen Faraday-Maxwellschen Anschauungen aus zu behandeln. Das erste Kapitel enthält Einleitung und Inhaltsübersicht. Das zweite legt die Auffassung der Elektronentheorie zu Grunde, welche den Gesamtstrom aus Verschiebungsstrom und Konvektionsstrom zusammensetzt. Das elektromagnetische Feld lässt sich darstellen als Superposition der von den einzelnen Elementen des Konvektionsstromes erregten Felder, am übersichtlichsten durch Einführung gewisser skalarer und vektorieller Potentiale. Bei schnellen elektrischen Schwingungen vollkommener Leiter drängt sich der Strom nach der Oberfläche des Leiters. Durch einen Grenzübergang gelangt der Verfasser zu der wohl zuerst von Poincaré[1]) gegebenen Darstellung des Feldes bei vorgeschriebener Verteilung der Leitungsströme an der Oberfläche des Leiters.

Das dritte Kapitel hat zum Gegenstande die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen in bewegten Körpern; diese von H. A. Lorentz auf Grund der Elektronentheorie behandelte Frage wird indessen nicht mit der Klarheit diskutiert, welche der Lorentzschen Darstellung eignet.

Die beiden folgenden Abschnitte (4 und 5) beschäftigen sich mit der dynamischen Theorie Maxwells. Bei Maxwell tritt die magnetische Energie in zwei verschiedenen Formen auf, einerseits als bestimmt durch die Ströme und Vektorpotentiale, andererseits als Raumintegral über einen von den magnetischen Vektoren abhängigen Ausdruck. Der Autor bestreitet die allgemeine Zulässigkeit der Überlegung, durch welche Maxwell die Identität der beiden Ausdrücke für die Energie nachzuweisen gesucht hat. Er stellt der auf dem zweiten Energieausdruck fussenden Hertz-Heavisideschen Theorie eine andere gegenüber, die auf dem ersten Ausdrucke beruht; dieselbe führt

1) H. Poincaré, C. R. **113**, 515—519, 1891.

weiterhin (Kap. 8, S. 69 ff.) zu einem Ausdrucke des Energiestromes, der komplizierter ist, als der Poyntingsche, und der die vom Autor befürwortete Theorie als wenig aussichtsvoll erscheinen lässt. Das fünfte Kapitel schliesst mit einer Erörterung der Schwierigkeiten, welche eine mechanische Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen darbietet, insbesondere dann, wenn man die potentielle Energie als kinetische Energie verborgener Bewegungen deuten will.

Im sechsten Kapitel kehrt der Autor zu seinem eigentlichen Thema zurück, nämlich zur Theorie der Hertzschen Schwingungen. Er legt die Maxwellschen Gleichungen zu Grunde, und zwar in der Form, welche allgemeine orthogonale Koordinaten verwendet, und die wohl zuerst vom Referenten[1]) angegeben worden ist.

Die Leiter werden stets als vollkommene angesehen. Ist das Feld allseitig von solchen Leitern begrenzt, so sind die Eigenschwingungen des Raumes ungedämpft. Ist aber das Feld nach aussen hin unbegrenzt, so tritt eine Dämpfung der Schwingungen durch Ausstrahlung ein, wie der Autor, wenigstens für einfach zusammenhängende Felder, richtig bemerkt; leider unterlässt er es, diesen für die Theorie der elektrischen Schwingungen fundamentalen Satz an der Hand konkreter Fälle zu erläutern.

Das siebente Kapitel beschäftigt sich mit den elektrischen Schwingungen dünner Drähte; die Leitung wird entweder als geschlossen oder als beiderseits in das Unendliche führend vorausgesetzt, so dass das Feld stets ein mehrfach zusammenhängendes ist. Indem der Verfasser den Draht immer als vollkommen leitend betrachtet, übersieht er eine Schwierigkeit, welche der Theorie der Drahtwellen erwächst, und die schon Hertz[2]) bemerkt; es wird nämlich, wenn die elektrischen Kraftlinien senkrecht auf der Oberfläche des Drahtes stehen, die auf die Längeneinheit des Drahtes entfallende Feldenergie unendlich. A. Sommerfeld[3]) hat gezeigt, dass diese Schwierigkeit fortfällt, wenn das Material der Drähte eine endliche Leitfähigkeit besitzt; dann setzen einerseits die elektrischen Kraftlinien nicht mehr genau senkrecht an der Drahtoberfläche an; andererseits, im Unendlichen, sind die Feldkomponenten nicht durch logarithmische Potentiale, sondern durch Besselsche Funktionen bestimmt. Alles dieses ist dem Autor der vorliegenden Schrift entgangen. Um so weniger scheint die Kritik angemessen, welche er der Theorie Sommerfelds widmet, und welche sich gegen die Annahme einer konstanten Leitfähigkeit richtet; so lange, als man über die metallische Leitung nichts Genaueres weiss, wird man jene Annahme als geeignete Annäherung acceptieren dürfen.

Der achte Abschnitt enthält die Hertzsche Theorie des oszillierenden Stromelementes. Ganz unhaltbar ist die am Schlusse dieses Abschnittes aufgestellte Behauptung, in jedem geschlossenen Drahtkreise seien ungedämpfte Schwingungen möglich. Der angebliche Beweis dieses Satzes, den der Verfasser giebt, stellt einen Circulus vitiosus dar. Die Schwingungen werden von vornherein als einfach harmonisch vorausgesetzt. Es werden zwei Flächen konstruiert; die eine schmiegt sich der Oberfläche des Leiters an, die andere schliesst die erste ein. Mit Rücksicht auf die periodische Natur des Vorganges folgt, dass der Mittelwert des Energiestromes, genommen über eine ganze Schwingung, für beide Flächen der gleiche ist. Infolge der Grenzbedingungen verschwindet nun die Energiestrahlung für die erste Fläche, es verschwindet folglich die mittlere Strahlung, welche durch die zweite Fläche hindurchtritt.

Aus dem Verschwinden der Ausstrahlung wird das Fehlen der Dämpfung gefolgert. Da dieses vorausgesetzt wurde, so liegt in der That ein Trugschluss vor. In Wirklichkeit zeigt bekanntlich das Experiment, dass die Strahlungsdämpfung auch eines geschlossenen Kreises keineswegs Null ist; die theoretischen Resultate des zweiten Kapitels hätten bei richtiger Anwendung dasselbe ergeben. Jenen Resultaten zufolge sendet jedes Stromelement des Kreises Wellen aus; ist der Kreis geschlossen und sind ferner seine Dimensionen klein gegen die Wellenlänge der Schwingungen, dann interferieren allerdings die Wellen derart, dass die Ausstrahlung des Systemes Null ist. Das ist aber nicht mehr der Fall, wenn die Dimensionen des Systemes von der Ordnung der Wellenlänge sind.

Ebenso fehlerhaft ist die Bearbeitung, die der Autor im neunten Kapitel dem Probleme des frei endigenden Drahtes, und im zehnten der Theorie des ungeschlossenen Hertzschen Resonators angedeihen lässt. Sie ist entstellt durch die irrige Voraussetzung, die Strahlung eines ungeschlossenen Kreises gehe stets von den freien Enden aus, eine Voraussetzung, die wiederum den Sätzen des zweiten Kapitels widerspricht. Die Lösung wird in ganz willkürlicher Weise aus solchen hypothetischen, vom freien Ende ausgehenden und zu ihm hin eilenden Wellen zusammengesetzt. Auf den Inhalt dieser Abschnitte genauer einzugehen, ist um so weniger angezeigt, als die älteren Untersuchungen der Herren Sarasin, de la Rive und Birkeland, auf die der Autor sich bezieht, jetzt durch neuere, weit genauere Messungen überholt sind.

1) M. Abraham, Ann. d. Phys. (3) **66**, 438, 1898.
2) H. Hertz, Ges. Werke **2**, 11.
3) A. Sommerfeld, Ann. d. Phys. (3) **67**, 233, 1899.

Insbesondere sind die im Laboratorium P. Drudes ausgeführten Messungen von F. Kiebitz[1]) zu nennen. Derselbe bestimmte die Lage der Flächen minimaler und maximaler magnetischer Kraft für eine Oberschwingung des beiderseits begrenzten Drahtes, und fand insbesondere die Lage der letzteren in befriedigender Übereinstimmung mit den vom Referenten aus der Maxwell-Hertzschen Theorie gezogenen Folgerungen. Es ist hieraus zu schliessen, dass die elektromagnetischen Wellen in der Luft sich so fortpflanzen, wie es die Maxwellsche Theorie behauptet; es ist demnach das entschieden, was die Herren Sarasin und de la Rive seinerzeit durch Beobachtung der Interferenzen von Luft- und Drahtwellen zu entscheiden suchten. Die Formel, die der Autor für die Wellenlänge des Hertzschen Resonators findet, stimmt übrigens durchaus nicht mit den inzwischen publizierten Messungen P. Drudes[2]) überein, was ja nach dem Gesagten nicht wundernehmen kann.

Hier schliesst die eigentliche fortlaufende Darstellung des Buches. Es folgen vier Nachträge. Der erste ist überschrieben: „Die Beziehungen der theoretischen zur experimentellen Physik." Der zweite „Kontinuierliche Medien", ergänzt die Untersuchungen der Kapitel 4, 5. Der dritte behandelt die Elektrodynamik bewegter Körper, ohne indessen neue Resultate beizubringen. Der vierte endlich beschäftigt sich mit der Theorie der Beugung. Er löst das Beugungsproblem für den vollkommen leitenden Keil. Es ist zu bedauern, dass dieses Resultat weder in die eigentliche Darstellung eingearbeitet, noch mit der wünschenswerten Ausführlichkeit diskutiert ist, denn es ist das einzige des Buches, das gleichzeitig richtig und neu sein dürfte.

Die Schrift hat den Adamspreis der Universität Cambridge erhalten! —

1) F. Kiebitz, Ann. d. Phys. (4), **5**, 872, 1901.
2) P. Drude, Ann. d. Phys. (4), **9**, 331, 1902.

M. Abraham.

(Eingegangen 2. Januar 1903.)

P. Blaschke, Wörterbuch der Elektrotechnik in drei Sprachen. Mit einem Vorwort von Dr. F. Niethammer. gr. 8. 520 S. (1. Teil: Deutsch, Französisch, Englisch. M. 5,—; 2. Teil: Français, Allemand, Anglais. M. 5,—; 3. Teil: English, German, French. M. 5,—.) Leipzig, S. Hirzel. 1902. M. 15,—.

Ein solches Wörterbuch hat gefehlt, das beweist die Thatsache, dass der Elektrotechnische Verein mehrfach auf das Bedürfnis hingewiesen hat. Auch der Physiker wird oft darnach greifen, um sich die Lektüre ausländischer Arbeiten zu erleichtern.

Der Verfasser hat mit ausserordentlichem Fleisse alle wichtigen Fachzeitschriften auf ihren technischen Wortschatz ausgezogen, so dass das Werk sicherlich denkbar vollständig ist. Die Verlagshandlung hat sich eine treffliche handliche Ausstattung und grossen übersichtlichen Druck angelegen sein lassen. H. Th. Simon.

(Eingegangen 22. November 1902.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der wissenschaftliche Hilfsarbeiter (Physiker) in der nautischen Abteilung des Reichsmarineamts Dr. Erich Schmidt ist zum Physiker im Reichsmarineamt ernannt worden.

In Freiburg i. B. habilitierte sich Dr. Windaus für Chemie.

Die dem Privatdozenten Dr. Neumann erteilte venia legendi an der Technischen Hochschule in Darmstadt wurde für das ganze Fach der Chemie erweitert.

Dem bisherigen Direktor der Deutschen Seewarte und Observatorien in Hamburg, Wirkl. Geh. Admiralitäts-Rat Professor Dr. G. v. Neumayer wurde der Titel Excellenz verliehen.

In Kristiania starb der bekannte Hydrodynamiker an der dortigen Universität Professor Dr. Carl Anton Bjerknes am 20. März in seinem 78. Lebensjahr, in Utrecht der frühere Professor der Chemie an der dortigen Universität Dr. G. C. Dibbits im Alter von 64 Jahren.

Tagesereignisse.

Preisaufgaben der Fürstlich Jablonowskischen Gesellschaft auf die Jahre 1903—1906.

Mathematisch-naturwissenschaftliche Sektion.

1. Für das Jahr 1903: Es sollen eingehende und einwandfreie experimentelle Untersuchungen angestellt werden, die einen wesentlichen Beitrag zur Feststellung der Gesetze der lichtelektrischen Ströme liefern.

2. Für das Jahr 1904: Kritische Erörterungen über die bisherigen Versuche, die Vorgänge bei der chemischen Differenzierung der Gesteinsmagmen zu erklären, sowie weitere Untersuchungen, welche geeignet sind, unter Berücksichtigung der natürlichen Vorkommnisse die mannigfachen auf diesem Gebiete noch offen stehenden Fragen ihrer Lösung näher zu führen.

3. Für das Jahr 1905: Eine kritische Untersuchung über die Ursachen, die Mechanik und die Bedeutung der Plasmaströmung in den Pflanzenzellen.

4. Für das Jahr 1906: Eine Untersuchung der den Bernoullischen Zahlen analogen Zahlen, namentlich im Gebiete der elliptischen Funktionen, welche die komplexe Multiplikation zulassen.

Der Jahresbericht, welcher ausführliche Mitteilungen über die gestellten Preisaufgaben enthält, ist durch den Sekretär der Gesellschaft zu beziehen.

Der Preis für jede gekrönte Abhandlung beträgt 1000 M.

Die anonym einzureichenden Bewerbungsschriften sind, wo nicht die Gesellschaft im besonderen Falle ausdrücklich den Gebrauch einer anderen Sprache gestattet, in deutscher, lateinischer oder französischer Sprache zu verfassen, müssen einseitig geschrieben und paginiert, ferner mit einem Motto versehen und von einem versiegelten Umschlage begleitet sein, welcher auf der Aussenseite das Motto der Arbeit trägt, inwendig den Namen und Wohnort des Verfassers angiebt. Jede Bewerbungsschrift muss auf dem Titelblatte die Angabe einer Adresse enthalten, an welche die Arbeit für den Fall, dass sie nicht preiswürdig befunden wird, zurückzusenden ist. Die Zeit der Einsendung endet mit dem 30. November des angegebenen Jahres, und die Zusendung ist an den derzeitigen Sekretär der Gesellschaft (für das Jahr 1903 Geheimrat Professor Dr. Ferdinand Zirkel-Leipzig, Thalstrasse 33) zu richten. Die Resultate der Prüfung der eingegangenen Schriften werden durch die Leipziger Zeitung im März des folgenden Jahres bekannt gemacht. Die gekrönten Bewerbungsschriften werden Eigentum der Gesellschaft.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. E. Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. | 1. Mai 1903. Redaktionsschluss für No. 16 am 6. Mai 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn v. Wesendonk: Über einige Beziehungen des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik zur Leistung mechanischer Arbeit.

Von Hans Friedenthal in Berlin.

In seiner oben bezeichneten Arbeit[1]) citiert Herr von Wesendonk zwei aus dem Zusammenhange gerissene Sätze meines Vortrages „Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen"[2]) in einer Weise, welche bei denen, welche meinen Vortrag nicht gehört haben, die Meinung erwecken muss, als hätte ich den zweiten Hauptsatz der Energielehre missverstanden, während in Wahrheit die weiteren Ausführungen des Herrn von Wesendonk sowohl wie die von ihm citierte Kritik seitens des Herrn Prof. Planck in keinem Punkte mit meinen Ausführungen kollidierte. Ich habe in meinem oben citierten Vortrage nachzuweisen versucht, dass eine Dampfmaschine, welche die gesamte Verbrennungswärme des benutzten Brennmaterials in nutzbare mechanische Arbeit umsetzt, ja sogar während ihrer Arbeitsleistung die Umgebung abkühlt und auch die ihr zugeführte Wärme der Umgebung in mechanische Arbeit umsetzt, nicht dem richtig definierten zweiten Hauptsatze der Energielehre widerspricht, ebensowenig wie die Helmholtzschen elektrischen Ketten, welche 100% der chemischen Energie in Elektrizität und damit auch in nutzbare mechanische Arbeit umzuwandeln gestatten. Herr von Wesendonk teilt nach seinen Ausführungen diese meine Ansicht, während in Lehrbüchern der Physik[1]) die Energieformen in eine Rangordnung gepresst werden, welche die quantitative Umwandlung der einen Energieform in die andere unmöglich machen soll, wenn es sich um den Übergang von niederen Energieformen (Wärme) in höhere Energieformen (mechanische Arbeit) handelt. Ich habe in meinem Vortrage darauf hingewiesen, dass eine solche Rangordnung physikalisch unberechtigt ist und nur die Grösse der technischen Schwierigkeit andeutet, geeignete Prozesse zu finden, welche die stets theoretisch mögliche quantitative Umwandlung einer Energieform in jede beliebige andere Energieform auszuführen gestatten. Definiert man also irrtümlicherweise mit obigem Lehrbuche der Physik eine Maschine, welche in einem periodischen Prozesse Wärme quantitativ in mechanische Arbeit umwandelt, als Perpetuum mobile zweiter Ordnung, so kann man theoretisch einem solchen Perpetuum mobile mit einem von Null unmerklich wenig unterschiedenen Fehler nahekommen. Der Zerstreuungsgrad der Energie, darauf wollte ich in meinem Vortrage besonders hinweisen, hat keinen für jede Umwandlung angebbaren zahlenmässigen Wert, sondern kann auch bei der Umwandlung der sogenannten niedersten Energieform der Wärme der Null beliebig genähert werden, ohne Benutzung des absoluten Nullpunktes. Der Carnotsche Kreisprozess liefert nicht ganz allgemein das Maximum an Arbeit, welches bei gegebenem Tem-

1) Diese Zeitschrift **4**, 329, 1903.
2) Verh. der Deutsch. Physik. Ges. **4**, No. 18, 1902.

1) Siehe Auerbach, Kanon der Physik S. 324, 1899. Auch an zahlreichen anderen Stellen der physikalischen Litteratur findet sich die Ansicht von der Unmöglichkeit der quantitativen Umwandlung niederer Energieformen in höhere vertreten.

peraturintervall aus einem gegebenen Wärmequantum entstanden gedacht werden kann, sondern giebt nur ein Maximum für die Überführung von Wärme über Volumenenergie in mechanische Arbeit bei steter Verwendung der gleichen Materie zur Energieübertragung. Wird eine bestimmte Wärmemenge von bestimmtem Potential zur Verfügung gestellt, so kann ich diese ganze Wärmemenge bei noch so kleinem Wärmepotential theoretisch in einem idealen Thermoelement in Elektrizität und die gesamte Elektrizität in mechanische Energie umsetzen und so nicht nur denjenigen Bruchteil in mechanischer Arbeit erhalten, welcher sich bei Verwendung einer Maschine mit idealem Carnotschen Kreisprozess bei dem gegebenen Temperaturgefälle erhalten lässt. Die von mir geschilderte Dampfmaschine, bei welcher der Abdampf nach geschehener Arbeitsleistung verbrennt, liefert mehr mechanische Arbeit bei gleichem Temperaturgefälle als eine Dampfmaschine, in welcher das Arbeitsmittel einen idealen Carnotschen Kreisprozess ausführt.[1]) Dass für die günstigste Verwertung von Verbrennungswärme ein Kreisprozess innerhalb der Maschine niemals in Frage kommen kann, da die Stoffmengen sich innerhalb der Maschinen anhäufen müssten, hatte ich bereits in der Einleitung meines Vortrages erwähnt, es ist daher ein Irrtum, zu glauben, dass sich nach der Formel

$$L_m = \frac{Q_{n\,1}}{A\,T_1}\,(T_1 - T_2)$$

das Maximum[2]) an Arbeit berechnen lässt, welches sich durch eine Maschine aus einer gegebenen Brennstoffmenge erhalten lässt.

Während ich also zu zeigen versuchte, dass die von mir geschilderte Dampfmaschine keines der bisher gültigen physikalischen Gesetze verletzt, und nur ein weit verbreiteter Irrtum über die Bedeutung des zweiten Hauptsatzes der Energielehre zu dem Glauben verleiten könnte, als wäre eine Maschine unmöglich, welche bei gegebenem Temperaturgefälle die gesamte Verbrennungswärme des Brennstoffes in mechanische Arbeit umzusetzen gestattet, stellt Herr von Wesendonk es so dar, als ob meine Ausführungen auf einer missverständlichen Auffassung des zweiten Hauptsatzes der Energielehre beruhten. In Wahrheit erweisen seine weiteren Ausführungen selber die von mir geschilderten, bisher von vielen für unmöglich gehaltenen Maschinenanordnungen als theoretisch durchaus möglich.

1) Eine Dampfmaschine, welche ebenfalls mehr Arbeit liefert als eine solche mit Carnotschem Kreisprozess des Arbeitsmittels schildert Schreber, Die Theorie der Mehrstoffdampfmaschinen. Leipzig, B. G. Teubner, 1903.

2) Wobei die höchste Verbrennungstemperatur gleich T_1 gesetzt wird.

Also nicht ich habe den zweiten Hauptsatz der Energielehre anders aufgefasst wie Herr von Wesendonk, sondern dieser muss den Sinn meiner Abhandlung völlig missverstanden haben. Kein physikalisches Gesetz braucht verletzt zu werden durch eine Maschine, welche mehr Arbeit liefert als der Verbrennungswärme des benutzten Brennstoffes entspricht — bei geeigneter Definition der Verbrennungswärme — dies beweist meine Abhandlung und dies beweist ebenso die Abhandlung des Herrn von Wesendonk.

(Eingegangen 26. März 1903.)

Prioritätsbemerkung zu dem Aufsatze von J. Kossonogoff: Über optische Resonanz.

Von A. Garbasso.

In einer Arbeit, die er in dieser Zeitschrift publizierte (**4**, 208, 1903), hat sich Herr Kossonogoff die Entdeckung der selektiven Reflexion bei Resonatorensystemen zugeschrieben.

Dagegen möchte ich bemerken, dass diese Erscheinung von mir vor etwa zehn Jahren beschrieben worden ist (Atti di Torino, **28**, 816, 1893; man sehe auch Wüllners Lehrbuch, **4**, 147, 5. Auflage, 1899); über die betreffende Note wurde in den Beiblättern (**17**, 971, 1893), in den Fortschritten der Physik (**2**, 481, 1893) sowie in anderen Fachzeitschriften referiert.

Aus Resonatoren gebildete Spiegel haben Aschkinass und ich bei unserer Untersuchung über Brechung und Dispersion der elektrischen Strahlen gebraucht (Wied. Ann. **53**, 534, 1894); solche Spiegel werden übrigens von mehreren Firmen unter ausdrücklicher Angabe meines Namens geliefert (m. s. z. B. Max Kohls Preisliste No. 12, S. 649, Fig. 5687).

Die Herren Rubens und Nichols hatten seinerzeit die Güte und Freundlichkeit, ihre Untersuchungen über Resonanzerscheinungen bei langen Wärmewellen, als „ein vollkommenes Analogon" zu den meinigen anzugeben.

Das ist in ähnlicher Weise von seiten des Herrn Wood geschehen, dessen Arbeit doch Herr Kossonogoff kennt und citiert.

(Eingegangen 23. März 1903.)

Zur Frage der optischen Resonanz.

Von F. Kirchner.

In Nr. 12 dieser Zeitschrift (**4**, 338, 1903) unterzieht Herr Wood meine Publikation in den Berichten der Kgl. Sächs. Ges. der Wissenschaften über optische Resonanz einer Kritik. Es sind Herrn Wood dabei einige Missverständnisse passiert. Erstens will ich

nicht die Farben der Lippmannschen Photographien, sondern ganz allgemein die der bei dem Lippmann-Verfahren gebrauchten Emulsionen erklären. Ich muss freilich zugeben, dass ich in meiner Mitteilung an die Akademie es leider unterlassen habe, ausdrücklich Interferenzwirkungen auszuschliessen. Interferenzerscheinungen, wie z. B. stehende Wellen, die an sich Farbeneffekte geben konnten, waren vorsätzlich vermieden, indem die Belichtung der Platten (mit weissem Lichte!) unter solchen Vorsichtsmassregeln geschah, dass Reflexionen unmöglich waren. Die Silberteilchen lagen also durchaus ungeordnet verteilt in der Schicht.

Ferner müsste meines Erachtens der Farbenwechsel beim Aufquellen in entgegengesetztem Sinne verlaufen, als dies bei meinen Präparaten der Fall war, falls Interferenzerscheinungen massgebend wären. Das Absorptionsmaximum einer von parallelen, äquidistanten *Ag*-Schichten durchsetzten Emulsion muss sich beim Aufquellen nach Rot verschieben — wenn nur die Interferenzwirkungen in Frage kommen. Bei meinen Präparaten verschiebt es sich aber nach Blau, wie deutlich aus den Kurven zu sehen ist. Der ganze Vorgang spielt sich bei meinen Emulsionen in einem ausserordentlich kleinen Raume, in den sog. Zenkerschen Schichten selbst, aber nicht zwischen ihnen ab.

(Eingegangen 12. April 1903.)

Die Wellenlänge der Magnesiumlinie λ 4481.

Von J. Hartmann.

In den Spektren einer grossen Anzahl von Sternen des ersten Typus erscheint die Magnesiumlinie λ 4481 als eine der kräftigsten und schärfsten Linien, die wegen ihrer günstigen Lage in dem am leichtesten photographierbaren Teile des Sternspektrums für die spektrographischen Geschwindigkeitsmessungen besonders geeignet ist. Bei der zu diesem Zwecke notwendigen scharfen Bestimmung ihrer Wellenlänge stiess man jedoch auf Schwierigkeiten, da die Linie im Spektrum des elektrischen Funkens zwischen Magnesiumelektroden immer sehr breit und verwaschen auftritt. Um eine genaue Messung der Wellenlänge zu ermöglichen, habe ich daher schon vor längerer Zeit durch eine Versuchsreihe, die ich zum Teil in Gemeinschaft mit Herrn Dr. Eberhard ausgeführt habe, die Bedingungen ermittelt, unter denen die Linie möglichst scharf erscheint, und es hat sich hierbei ergeben, dass es durchaus nicht schwer ist, dieselbe vollkommen scharf zu erhalten.

Am stärksten verbreitert erscheint die Linie in dem Entladungsfunken einer grossen Batterie von Leidener Flaschen und ebenso in dem Funken eines Induktoriums, sobald ein Kondensator eingeschaltet ist. Lässt man letzteren fort und nähert die Elektroden einander bis auf wenige Millimeter, so tritt die fast geräuschlose Glimmentladung ein, bei welcher die schwach rötlich leuchtende Brücke zwischen den Elektroden fast nur das Bandenspektrum des Stickstoffs zeigt. Nur dicht an der negativen Elektrode erscheinen die Hauptlinien des Metalls und unter diesen als eine der stärksten und schärfsten die Linie λ 4481. Die ganze Erscheinung ist jedoch so lichtschwach, dass sich diese Erregungsart zur Herstellung von Aufnahmen mit starker Dispersion nicht empfiehlt. Auch Huggins wies kürzlich[1]) darauf hin, dass die Linie im Glimmlichte scharf auftritt.

Ein Mittel, um ohne allzustarke Herabsetzung der Intensität die Linie im Induktionsfunken ziemlich scharf zu erhalten, besteht, wie Schuster und Hemsalech gezeigt haben, in der Anwendung oszillierender Entladungen. Gerade die Linie λ 4481 wird durch Einschaltung einer Selbstinduktionsspule sehr stark beeinflusst; sie wird, während die übrigen Linien nur geringe Intensitätsänderungen erleiden, etwa auf den fünften Teil ihrer Helligkeit herabgedrückt und geht aus einem etwa 20 *AE* breiten verwaschenen Bande in eine ziemlich schmale Linie mit erträglich guter Begrenzung über. Ihre Ränder werden jedoch nicht völlig scharf, und es zeigt sich, dass die Linie nicht symmetrisch, sondern auf der Seite der kürzeren Wellenlängen etwas stärker verwaschen ist. Infolge dieser Unsymmetrie rückt der Schwerpunkt der Linie um so mehr nach der weniger brechbaren Seite des Spektrums hin, je schmäler dieselbe wird, worauf ich unten nochmals zurückkommen werde. Immerhin erschien die Definition der Linie auch bei Anwendung grösserer Dispersion noch ausreichend, sodass ich einen Teil der Aufnahmen zur Bestimmung der Wellenlänge auf diese Art ausgeführt habe.

Verdampft man Magnesium im Kohlebogen, so tritt die Linie λ 4481 bekanntlich nicht auf, wohl aber, wenn man den Bogen direkt zwischen Magnesiumelektroden brennt, und zwar erscheint dieselbe, wie ich an anderer Stelle[2]) gezeigt habe, im Verhältnis zu anderen Linien des Spektrums um so intensiver, je geringer die angewandte Stromstärke ist. Die Schärfe der Linie ist hierbei erheblich grösser, als im Funkenspektrum und namentlich bei Benutzung

1) Astrophys. Journ. **17**, 145, 1903.
2) Akad. d. Wiss. zu Berlin. Sitzung vom 26. Feb. 1903.

sehr schwacher Ströme verschwindet die Verwaschenheit fast vollständig. Besonders vorteilhaft für die Intensität der Linie ist das Einschliessen der Elektroden in eine Wasserstoffatmosphäre, in welcher sie bei Anwendung derselben Stromstärke gegen zehnmal so kräftig erscheint, wie in Luft, ohne dass hierbei die Verwaschenheit erheblich gesteigert würde. Auf diese Art habe ich die Linie völlig scharf erhalten, indem ich einen sehr kleinen Bogen mit 120 Volt Spannung bei 0,3 Ampère Stromstärke in einer Wasserstoffatmosphäre brannte. Jedoch ist wegen ihrer geringen Lichtstärke auch diese Entladungsart für Aufnahmen mit starker Dispersion nicht besonders geeignet.

Erwähnt sei an dieser Stelle noch, dass auch der zwischen zwei Magnesiumstäben unter Wasser brennende Bogen die Linie λ 4481 kräftig und verhältnismässig scharf zeigt, worüber ausführlichere Mitteilung an anderer Stelle[1]) gemacht wurde; die Funkenentladung unter Wasser ergiebt dagegen die Linie ganz enorm verbreitert und verwaschen.

Das vollkommenste Verfahren, um die Linie bei hinreichender Intensität durchaus scharf zu erhalten, habe ich in den Funkenentladungen im Vakuum gefunden. Benutzt man ein grosses Induktorium und drei Leidener Flaschen, so wird die Linie schon bei etwa 60 mm Druck hinreichend scharf, um genaue Messungen zu ermöglichen. Zu beachten ist, dass hierbei, ausser der im Vakuum befindlichen, stets noch eine zweite Funkenstrecke eingeschaltet werden muss, bei welcher die Poldistanz möglichst gross zu nehmen ist. Unterlässt man dies, so tritt beim Evakuieren sehr bald die Glimmentladung ein, welche die Metalllinien, namentlich die Linie λ 4481, nur sehr schwach zeigt. Bei Benutzung einer äusseren Funkenstrecke finden dagegen auch im Vakuum, wenn der Druck nicht unter 1 mm beträgt, so kräftige Entladungen statt, dass das Spektrum leicht mit grosser Dispersion aufgenommen werden kann.

Ein Versuch, bei Atmosphärendruck nur durch Verminderung der Dichte des Magnesiumdampfes das gleiche zu erreichen, führte dagegen zu einem negativen Resultate. Eine Legierung, die ich durch Auflösen von 1 Teil Magnesium in 1000 Teilen geschmolzenem Zinn herstellte, ergab nämlich im Funkenspektrum die Linie λ 4481 nur ganz verwaschen.

Die für die Bestimmung der Wellenlänge nötigen Spektralaufnahmen habe ich mit dem Sternspektrographen III des Astrophysikalischen Observatoriums ausgeführt. Der Apparat enthält drei Flintglasprismen mit einem brechenden Winkel von 63° 28′, Kollimator und Kamera haben 60 cm Brennweite. An der im vorliegenden Falle benutzten Stelle des Spektrums entspricht 1 mm auf der Platte 10,9 *AE*. Da somit einem Messungsfehler von 0,001 mm schon eine Änderung der Wellenlänge um 0,01 *AE* entspricht, so ist die Dispersion des Apparates für Messungen von höchster Genauigkeit allerdings nicht ausreichend, allein die Spektrogramme besitzen solche Schärfe, dass sie bei sorgfältiger Ausmessung denselben Genauigkeitsgrad zu erreichen gestatten, welchen die seither mit den grossen Rowlandschen Gittern ausgeführten Messungen durchschnittlich haben.

Als Vergleichsspektrum wurde das Spektrum des zwischen Eisenelektroden brennenden Bogens benutzt und zwar wurde dasselbe vor oder nach der Aufnahme des Magnesiumspektrums in letzteres hinein photographiert, also nicht daneben gelagert. Zwischen Lichtquelle und Spalt befand sich bei allen Aufnahmen eine Mattscheibe; ich halte diese Vorsichtsmassregel für sehr wichtig, da sie die sicherste Garantie für die gleichmässige Beleuchtung der ganzen Kollimatoröffnung bietet.

Die Aufnahmen wurden, je nach der Schärfe der Magnesiumlinie mit 20- oder 60-facher Vergrösserung, in beiden Lagen (Rot links und Rot rechts) ausgemessen; die Berechnung erfolgte nach dem in den Astron. Nachr. **155**, 107 von mir angegebenen Verfahren.

Die einzelnen Platten ergaben folgende Werte:

Reihe I.

Funkenentladung mit Selbstinduktion in Wasserstoff von Atmosphärendruck.

Platte III	537	$\lambda = 4481,327$
	538	366
	539	323
	540	356
	541	338
	542	349
	543	369
	545	364
	Mittel	$\lambda = 4481,349 + 0,004$

Reihe II.

Funkenentladung im Vakuum.

Platte III	596 in *H*	von 3 mm	Druck	$\lambda = 4481,382$
	597 „ *H*	„ 60 „	„	373
	598 „ *H*	„ 60 „	„	382
	599 „ *H*	„ 15 „	„	387
	600 „Luft„	12 „	„	393
	601 „ „	„ 25 „	„	386
	602 „ „	„ 60 „	„	378
	603 „ „	„ 3 „	„	395
			Mittel	$\lambda = 4481,384 + 0,002$

1) Akad. d. Wiss. zu Berlin. Sitzung vom 22. Jan. 1903.

Nach der guten Übereinstimmung der Einzelwerte innerhalb beider Reihen darf man die Mittelwerte als sehr sicher betrachten. Wenn dieselben trotzdem um 0,035 *AE* voneinander abweichen, so hat dies seinen Grund in der schon oben erwähnten Unsymmetrie der Linie, welche bewirkt, dass man stets zu kleine Werte von λ erhält, solange die Linie nicht völlig scharf ist. Selbst in den Einzelwerten der Reihe II ist noch ein schwacher Gang in dem Sinne angedeutet, dass für abnehmenden Druck λ grösser wird. Jedenfalls geht hieraus hervor, dass nur das Resultat der zweiten Reihe als der wahre Wert der Wellenlänge in Frage kommen kann, und ich nehme daher als Endwert an

$$\lambda = 4481,384 \pm 0,002.$$

Diese Zahl ist bezogen auf das System der von Kayser[1]) publizierten Normalen aus dem Bogenspektrum des Eisens, speziell auf die Eisenlinien

$$\lambda = 4466,737$$
$$4469,566$$
$$4476,207$$
$$4484,420$$
$$4494,755.$$

Ich möchte hier darauf aufmerksam machen, dass an dieser Stelle zwischen Rowlands Sonnenspektrum und seinem System der Normalen aus dem Bogenspektrum des Eisens, an welches bekanntlich Kaysers Normalen genau angeschlossen sind, eine systematische Differenz von 0,02 *AE* besteht; an anderer Stelle werde ich hierauf näher eingehen.

Gleichzeitig mit der Magnesiumlinie habe ich auch für die nahe bei ihr liegende Eisenlinie die Wellenlänge genauer bestimmt und dafür erhalten

$$\lambda = 4482,397 + 0,002.$$

Von älteren Messungen der Wellenlänge der Magnesiumlinie seien die folgenden hier angeführt.

Scheiner[2]) fand durch Ausmessung der Spektra von 18 Sternen vom ersten Typus den Wert $\lambda = 4481,53$, während aus 8 Sternen des zweiten Typus $\lambda = 4481,50$ folgte. Da die in den zweiten Typen gemessene Linie nicht mit Sicherheit mit der Magnesiumlinie identifiziert werden kann, bei einigen der Sterne sogar bestimmt nicht mit ihr identisch ist, so kann nur der zuerst genannte Wert als Wellenlänge der Magnesiumlinie in Betracht kommen. Reduziert man diese auf das Potsdamer Wellenlängensystem bezogene Zahl auf das Rowlandsche System, so erhält man

$$\lambda = 4481,46.$$

1) Ann. der Phys. **4**, (3), 195, 1900.
2) Publikationen des Astrophys. Observatoriums zu Potsdam VII, 2. S. 315, II, 1895.

Adams[1]) bestimmte ebenfalls aus Sternspektren den Wert

$$\lambda = 4481,400$$

Genauere Bestimmungen der Wellenlänge im Laboratorium liegen bisher nur von Eder und Valenta sowie von Crew vor. Eder und Valenta[2]) bestimmten bei ihrer Untersuchung des Funkenspektrums des Calciums die Wellenlänge der von Verunreinigung des Materials herrührenden Linie zu

$$\lambda = 4481,34.$$

Crew[3]) fand aus Aufnahmen des Bogens mit rotierender Elektrode

$$\lambda = 4481,324$$

und aus Aufnahmen des Induktionsfunkens

$$\lambda = 4481,306.$$

Wie diese Autoren hervorheben, war die Linie in allen Fällen sehr verwaschen und aus dem oben Gesagten dürfte es sich daher erklären, dass die von ihnen gefundenen Wellenlängen erheblich zu klein ausgefallen sind.

Zum Schluss will ich noch erwähnen, dass nach dem von mir bestimmten Werte der Wellenlänge diese Linie im Sonnenspektrum nicht vorhanden ist.

1) Astrophys. Journ. **15**, 216, 1902.
2) Denkschr. d. Akad. d. Wiss. zu Wien **67**, 1898.
3) Astrophys. Journal **16**, 246, 1902.

Potsdam, Astrophysikal. Observatorium. 9. April 1903.

(Eingegangen 11. April 1903.)

Das Absorptionsvermögen einiger Gläser.

Von A. Pflüger.

Für die Anfertigung astronomisch-photographischer Fernrohrobjektive ist die Kenntnis des Absorptionsvermögens der verwendeten Gläser von höchster Wichtigkeit. Denn wenn man die Lichtstärke des Objektives durch Vergrösserung seines Durchmessers zu erhöhen sucht, muss man wissen, wie weit diese Erhöhung der Lichtstärke durch die grössere Dicke der Linsen und damit durch ihre stärkere Absorption wieder verkleinert wird. Leider liegen aber darüber nur sehr wenige quantitative Messungen vor. Ich habe mir darum die Aufgabe gestellt, einige wichtige Gläser, die die Firma Schott und Genossen in Jena mir freundlichst zur Verfügung stellte, auf ihr Absorptionsvermögen insbesondere im photographisch wirksamsten Teile des Spektrums zu prüfen.

Die Messungen wurden angestellt mit Hilfe der Thermosäule. Die Versuchsanordnung ist die folgende. Eine Lichtquelle befindet sich im Brennpunkte einer achromatischen Linse. Eine zweite ebensolche Linse vereinigt das aus

der ersten Linse austretende, parallele Strahlenbündel zu einem scharfen Bilde auf dem Spalte eines Spektrometers. Im Okular desselben ist eine Rubenssche Thermosäule angebracht, die mit einem Kugelpanzergalvanometer verbunden ist.

Als Lichtquelle dient bis etwa $\lambda = 400 \mu\mu$ ein grosser Nernst-Brenner, für das Ultraviolett eine Bogenlampe, die mit genügender Konstanz brennt, und in den Banden des Bogens, bei $\lambda = 388 \mu\mu$ und $\lambda = 357 \mu\mu$ eine sehr intensive, mit der Thermosäule mehr wie genügend messbare Strahlung liefert. Die Linsen des Spektrometers sind aus Glas, das Prisma dagegen aus Quarz, da ein Glasprisma, dessen Grösse die 6 cm weiten Linsen auszunützen gestattet hätte, sich als zu dick und darum im Ultraviolett zu sta.k absorbierend erwies.

Die untersuchte Glasplatte wird in Form einer mehrere Centimeter dicken Platte in den parallelen Strahlengang zwischen den oben beschriebenen Linsen gebracht. Die Platte ist genügend planparallel geschliffen, um den Strahlengang in keiner Weise zu stören. Für verschiedene Wellenlängen wird nun die Intensität der Strahlung einmal mit, ein zweites Mal ohne die eingeschaltete Platte gemessen. Erstere Grösse sei J_e, die zweite J_d.

Wir berechnen weiter die Grösse der an den Begrenzungsflächen der Glasplatte reflektierten Intensität aus den bekannten Brechungsindices des betreffenden Glases, und korrigieren damit den Wert von J_e zu J_e'. Dann erhalten wir das prozentische Absorptionsvermögen A pro 1 cm Dicke der Glasplatte aus die Formel

$$J_d = J_e' (1 - A)^d ,$$

wo d die Dicke der Glasplatte in Centimetern ist.

Das Ergebnis der Untersuchung zeigt folgende Tabelle. Die Zahlen derselben bedeuten die pro 1 cm Glasdicke absorbierte Strahlung in Prozenten.

Wellenlänge in $\mu\mu$	640	500	442	415	388	357
Borosilikat-Kron. 0.2831 (144)	0.0	0.7	—	1.2	2.5	4.7
Kalksilikat-Kron. 0.3309 (60)	0.3	0.5	1.4	1.8	2.5	3.4
Schwerstes Baryt-Kron. 0.3192 (1209)	1.6	2.5	3.4	5.2	9.8	35
Fernrohrflint 0.3083 (2001) .	0.7	0.7	3.6	12	30	49
Baryt-Leichtflint 0.2717 (602)	—	1.6	—	2.7	6	9
Baryt-Leichtflint 0.3131 (578)	0.5	0.9	2.1	2 5	8.6	18
Gew. Silikatflint 0.3234 (103)	0.0	00	—	4.1	9.6	28
Schw. Silikatflint 0.3096 (102)	0.5	0.9	—	6.9	28	41

(Eingegangen 23. März 1903.)

Zur anomalen Dispersion der Gase.

Von O. Lummer und E. Pringsheim.

Die anomale Dispersion von Dämpfen und Gasen hat wesentlich an Interesse gewonnen dadurch, dass sie von Hrn. W. H. Julius[1]) zur Erklärung einiger wichtiger Phänomene auf der Sonne herangezogen worden ist. Bisher ist die Erscheinung der anomalen Dispersion nur bei Joddampf, Natrium, Kalium, Lithium und Thallium beobachtet worden. Von diesen Substanzen kommt für die Anwendung auf die Sonne allein Natrium in Betracht und nur für dieses ist die von Kundt[2]) entdeckte Anomalie neuerdings durch Becquerel[3]) und Julius eingehend untersucht worden. Wichtig für die Prüfung der Juliusschen Hypothese wäre, und darauf hat schon Hr. Wilsing[4]) hingewiesen, der experimentelle Nachweis der anomalen Dispersion bei denjenigen Substanzen, deren Linien im Spektrum der Chromosphäre, Protuberanzen etc. besonders hervortreten. Zu diesen gehören in erster Linie Wasserstoff, Helium, Calcium, Baryum, Magnesium etc. Die von Wilsing (a. a. O.) daraufhin an Calcium, Helium und Wasserstoff unternommenen Versuche haben zu einem negativen Resultate geführt, woraus er ein Argument gegen die Juliussche Theorie gezogen hat.

Im folgenden wollen wir kurz auf eine Methode aufmerksam machen, welche geeignet ist, die Dispersion bei allen denjenigen Substanzen zu untersuchen, die in der Flamme des Sauerstoffgebläses oder im elektrischen Flammenbogen ein Linienspektrum geben. Wir verwenden die schon von Kundt benutzte Methode der gekreuzten Spektra, welche auch allen anderen bisher vorliegenden Versuchen auf diesem Gebiete zu Grunde liegt.

Die Schwierigkeit besteht wesentlich darin, den zu untersuchenden Dampf in eine solche Form oder Schichtung zu zwingen, dass er sich gegenüber den ihn durchdringenden Lichtstrahlen wie ein Prisma verhält.

I. Versuche mit dem Sauerstoffgebläse.

a) Natrium. Das *Na*-Salz wird in Form von gegossenen Stangen, wie sie Du Bois zuerst für polarimetrische Zwecke hergestellt hat, auf ein löffelartiges Eisenblech gelegt und mittels des Sauerstoffgebläses geschmolzen. Darauf wird die Gebläseflamme so reguliert, dass die heisseste Stelle ihres inneren Kegels die Oberfläche des geschmolzenen Salzes ge-

1) W. H. Julius, Diese Zeitschrift **2**, 348—353 und 357—360, 1901.
2) A. Kundt, Wied. Ann. **10**, 321—325, 1880.
3) H. Becquerel, Compt. rend. **127**, 647—651, 899—904, **128**, 145—151, 1899.
4) J. Wilsing, Astr. Nachr. **156**, 225—230, 1901.

rade berührt. Bei geeigneter Stellung der auftreffenden Stichflamme bildet sich eine horizontale, hell leuchtende Natriumflamme von grosser Steifigkeit, die ausgeprägte prismatische Schichtungen zeigt. Durch passende Begrenzung der wirksamen Strahlen mittels einer Blende von variabler Öffnung gelingt es, die Erscheinung der anomalen Dispersion in der von Becquerel und Julius beschriebenen Gestalt ganz rein und stark ausgebildet stundenlang zu erhalten. Auch tritt es häufig ein, dass die Flamme gleichzeitig in ihrem oberen und unteren Teil entgegengesetzte prismatische Ablenkung hervorbringt. Dann genügt eine vertikale Verschiebung der Blende, um die anomale Dispersion im einen oder anderen Sinne zu beobachten. Bei mittlerer Stellung der Blende kann man beide Phänomene gleichzeitig wahrnehmen, so dass eine Übereinanderlagerung und Kreuzung der eigentümlichen Äste des anomal abgelenkten Lichtes stattfindet und Verzerrungen der D-Linien auftreten, welche den auf der Sonne auftretenden merkwürdigen Formen mancher Spektrallinien täuschend ähnlich sind. Alle diese Erscheinungen konnten leicht bei subjektiver Beobachtung einem grossen Kreise von Zuhörern vorgeführt werden.

b) Thallium. Setzte man dem Natriumsalz im geschmolzenen Zustande etwas Thalliumchlorid zu, so erschien die anomale Dispersion auch bei der grünen Thalliumlinie sehr ausgeprägt.

Um bei Thallium und auch bei den Linien anderer Elemente die Erscheinung dauernder zu gestalten, wäre es nötig, auch ihre Salze in geschmolzenem Zustande zu verwenden.

II. Versuche mit dem elektrischen Flammenbogen.

Die mit der Gebläseflamme erhaltenen Resultate liessen uns vermuten, dass der ähnlich gestaltete, ebenfalls durch grosse Steifigkeit ausgezeichnete Flammenbogen der farbigen Bogenlampen analoge Wirkungen hervorbringt. Wir benutzten zu unseren Versuchen eine Bogenlampe, bei der die getränkten Kohlen beide schräg von oben nach unten gerichtet sind, so dass der Flammenbogen frei unter den Kohlenspitzen schwebt.[1]) Lässt man die Lichtstrahlen einer gewöhnlichen Bogenlampe oder der Sonne in geeigneter Richtung durch den farbigen Lichtbogen hindurchtreten, so zeigt sich das Phänomen der anomalen Dispersion bei einigen Linien in ausgezeichneter Weise.

[1]) Die benutzte Bogenlampe und die bisher untersuchten Kohlen verdanken wir der Liebenswürdigkeit der Firma Gebr. Siemens & Co. in Charlottenburg. Für weitere Versuche hat uns Hr. Direktor Viertel freundlichst Kohlen in Aussicht gestellt, von denen jede mit einer anderen für die Untersuchung wichtigen Substanz getränkt ist.

Bisher konnten wir so die Anomalie an mehreren für die Sonnenphysik wichtigen Elementen nachweisen und zwar an Strontium, Baryum und Calcium. Zweifellos konnte das Phänomen an folgenden Linien dieser Elemente festgestellt werden, deren Wellenlängen jedoch noch einer Nachprüfung bedürfen:

Strontium:	Violett	(242 $\mu\mu$)
	Blau	(478 $\mu\mu$)
Calcium:	Indigo	(458 $\mu\mu$)
	Violett	(423 $\mu\mu$)
Baryum:	Gelb	(554 $\mu\mu$)
	Indigo	(455 $\mu\mu$).

Gleichzeitig war die anomale Dispersion an den beiden Natriumlinien, welche stets im Spektrum der untersuchten Kohlen vorhanden waren, deutlich sichtbar, wenn auch in ihrer Ausdehnung erheblich geringer als bei allen oben genannten Linien. Diese waren zugleich die hellsten Linien der untersuchten Spektra und zeichneten sich durch ihre Neigung zur Verbreiterung und Selbstumkehr aus. Oft schien das Phänomen der anomalen Dispersion auch an den viel feineren und lichtschwächeren Linien angedeutet, konnte aber nicht mit Sicherheit nachgewiesen werden. In der Youngschen Tabelle der Chromosphärenlinien sind fast alle oben angegebenen Linien mit Anomalie als lichtstark und häufig beobachtet angegeben.

Charlottenburg, den 9. April 1903.

(Eingegangen 12. April 1903.)

Bemerkung zur Elektrodynamik.

Von K. Schwarzschild.

Die Lorentz-Wiechertsche Elektrodynamik lässt sich in einer äusserst einfachen Form, die noch nicht bemerkt worden zu sein scheint, unter das Hamiltonsche Prinzip aufnehmen.

Das Hamiltonsche Prinzip für die Bewegung eines beliebigen Massensystems unter der Wirkung von Kräften, die zur Vereinfachung als konservativ angenommen werden mögen, lautet

$$0 = \delta \int_{t_0}^{t} dt\,(U - T),$$

wobei T die kinetische, U die potentielle Energie ist und die Variationen der Lage des Systems für die Grenzzeiten zu verschwinden haben.

Befinden sich nun auf den Massen des Systems elektrische Ladungen e, so werden die von denselben ausgehenden elektrischen

Kräfte vollständig berücksichtigt, indem man unter das zu variierende Integral in die Klammer noch die Grösse aufnimmt

$$\Sigma e L,$$

die Summe über alle elektrischen Ladungen erstreckt. Dabei ist das „elektrodynamische Potential L" im Punkte $x\ y\ z$ zur Zeit t folgendermassen definiert

$$L = \int \frac{d\omega'}{r} X' \left[1 - \frac{v\,v'}{V\,V} cos(vv') \right]$$

(V = Lichtgeschwindigkeit).

Das Integral ist über alle Raumelemente $d\omega'$ zu erstrecken, r ist der Abstand des Elementes $d\omega'$ vom Punkte $x\ y\ z$, χ' ist die Raumdichte der Elektrizität in $d\omega'$, v und v' sind die Geschwindigkeiten derselben im Punkte $x\ y\ z$ resp. im Elemente $d\omega'$.

Es stimmt der Ausdruck von L der Form nach vollständig überein mit dem bekannten Clausiusschen elektrodynamischen Potential unter Hinzufügung des elektrostatischen Potentials. Indessen hat man nicht, wie es in der älteren Elektrodynamik geschah, für χ' und v' die gleichzeitigen, zur Zeit t gültigen Werte der Dichte und Geschwindigkeit zu verwenden, sondern in jedem Raumelemente $d\omega'$ sind diejenigen Werte einzusetzen, welche dort zu einer um die Lichtzeit zurückliegenden Epoche, also zur Zeit $t - rV$, galten.

Bei der Variation ist übrigens immer nur nach den Koordinaten und Geschwindigkeiten der die Wirkung empfangenden Elektrizität e zu variieren, während die in χ' und v' eingehende frühere Bewegung der entsendenden Elektrizität als unveränderlich gegeben zu betrachten ist.

Göttingen, 29. März 1903.

(Eingegangen 31. März 1903.)

Eine Notiz über die geschichteten Entladungen in verdünnten Gasen.

Von K. R. Johnson.

In einer früheren Mitteilung wurde die Ansicht hervorgehoben, dass in Gasen ein wahrer Widerstand nicht vorausgesetzt werden kann, und dass höchstens von einem scheinbaren Widerstande die Rede sein kann. [1]) Dass es sich in der That so verhält, geht aus der Diskontinuität der Entladungserscheinungen hervor. Diese Diskontinuität wurde von G. Wiedemann und Ruhlmann nachgewiesen, und nach Herrn Cantor besteht diese Diskontinuität auch in dem Falle, wo die Röhre von einer Hochspannungsbatterie gespeist wird. [1]) Infolge dieser Intermittenz liegt es nahe zu schliessen, dass nur ein quantitativer Unterschied zwischen der stillen Entladung und der Funkenentladung besteht. Für die letztere haben wir eine empirische Formel

$$d = \frac{k \beta i_0}{2\pi} \left(V - V_0 \right)$$

aufgestellt, die die Beziehung zwischen der Funkenlänge d, der Potentialdifferenz V der Elektroden und den Stromesschwankungen $i = i_0 \sin \beta t$ an den Elektroden angiebt. [2]) Diese Formel beschränkt sich offenbar auf den Fall, wo die beiden Elektroden gleich sind und von denselben periodischen Stromesschwankungen gleichstark beeinflusst werden. d bedeutet die Länge des sichtbaren Funkens. Wenn diese Formel eine allgemeinere Bedeutung hat und auch für die unsichtbaren Entladungen benutzt werden kann, so bedeutet dies nur, dass die Grössen d und k für die unsichtbaren Funken grössere Werte benutzen müssen als für die sichtbaren.

Nehmen die Elektroden in einer zu betrachtenden Vakuumröhre eine bestimmte Lage ein, so bleibt folglich d unverändert und das Entladungspotential muss also der Formel (1) gemäss, mit der Frequenz $\beta/_{2\pi}$ und mit der Amplitudengrösse i_0 variieren. Bei wachsender Frequenz muss das Entladungspotential zufolge der Formel abnehmen und umgekehrt nimmt es bei abnehmender Frequenz zu. Wenn die Röhre von einer hochgespannten Batterie gespeist wird, so muss eine Verminderung der Entladungspotentialdifferenz ein gesteigertes Potentialgefälle zwischen den Batteriepolen und den Elektroden hervorbringen, und umgekehrt muss ein Ansteigen der Entladungspotentialdifferenz ein verkleinertes Potentialgefälle im metallischen Kreise bewirken; also steigt die Intensität des Entladungsstromes der Schwingungsfrequenz proportional und mit abnehmender Frequenz nimmt sie ebenfalls ab.

In ähnlicher Weise findet man aus der Formel, dass eine Steigerung der Schwingungsintensität i_0 eine Verstärkung des Entladungsstromes hervorbringt. Dass die Schwingungen einen derartigen Einfluss ausüben, wie ihn die Formel andeutet, geht aus einigen von Herrn Righi angestellten Versuchen hervor. Er lässt die Schwingungen eines Erregers auf den Drahtkreis induzierend wirken und beobachtete dabei, dass die Angabe eines in die Strombahn eingeschalteten

1) Diese Zeitschr. 4, 298, 1903.

1) M. Cantor, Wied. Ann. 67, 481, 1899.

2) K. R. Johnson, Ann. d. Phys. 5, 121, 1901 (vgl. Formel [17] S. 128). Siehe auch Ann. d. Phys. 4, 137, 1901.

Galvanometers auf ein Vielfaches seines anfänglichen Betrages wuchs [1]), wie die obige Formel voraussehen lässt. Bei einem anderen Versuche wurde ein Wasserwiderstand in die Strombahn der die Röhre speisenden Batterie eingeschaltet, und es ergab sich dabei, dass die Intensität des Entladungsstromes von der Lage des Wasserwiderstandes abhing. Beim Benutzen einer Scheibe als Anode und einer Spitze als Kathode betrug die Stromstärke $5{,}84 \cdot 10^{-6}$, bez. $0{,}4 \cdot 10^{-6}$ C.G.S.-Einheiten, je nachdem der Flüssigkeitswiderstand sich zwischen dem positiven oder dem negativen Pol und der Röhre befand. Bei Umkehrung der Röhre kehrte sich die Erscheinung um. [2]) Es ist offenbar, dass die Potentialschwankungen sich cet. par. weit schwächer an der Scheibe als an der Spitze zufolge der Kapazität der ersteren zu erkennen geben, und die günstigste Einwirkung des Wasserwiderstandes muss sich folglich ergeben, wenn derselbe die an der Scheibenelektrode stattfindenden Schwingungen verstärkt, was dadurch bewirkt wird, dass er zwischen die Scheibenelektrode und die Batterie verlegt wird. Der Draht, der den Wasserwiderstand mit der Elektrode verbindet, wirkt nämlich zufolge der Unstetigkeit der Entladung wie ein Erreger, und weil der Wasserwiderstand gegen die von diesem Erreger erzeugten Hochfrequenzschwingungen sich wie ein Nichtleiter verhält, so treffen die Schwingungen hauptsächlich nur die naheliegende Elektrode. Weil die Frequenz der Schwingungen der Leiterlänge umgekehrt proportional ist, so wird die Frequenz selbstverständlich durch Einschalten des Wasserwiderstandes erhöht, und die Vorgänge sind also leicht verständlich. Ähnliche Vorgänge wurden auch bezüglich der Intensität der Röntgenstrahlen von den Herren Campanile, Stromci und Röntgen beobachtet, indem sie eine Funkenstrecke der Anode vorschalteten. [3]) Die Funkenstrecke brachte eine intensivere Strahlung von dem Reflektor hervor, und dies ist wohl die natürliche Folge der Verstärkung des Entladungsstromes durch die mittels der Funken erregten Schwingungen. Diese Versuche sind auch von Herrn Winkelmann ausgeführt worden und er fand dabei, dass die Strahlen bald verstärkt, bald abgeschwächt wurden, wenn die Funkenstrecke nach der Kathode eingeschaltet wurde, und dass folglich die Einwirkung von der Lage der Funkenstrecke abhängt. [4]) Weil die Schwingungen auch an der Kathode eine dem Strome entgegen gerichtete positive Entladung hervorbringen, so kann man daraus erwarten, dass die Schwingungen an der Kathode unter Umständen den Entladungsstrom abschwächen können.

1) A. Righi, Beibl. **22**, 591, 1898; **23**, 284, 1899.
2) A. Righi, Beibl. **23**, 681, 1899.
3) F. Campanile und E. Stromci, Beibl. **20**, 908, 1896. W. C. Röntgen, Wied. Ann. **64**, 29, 1898.
4) A. Winkelmann, Ann. d. Phys. **2**, 757, 1900.

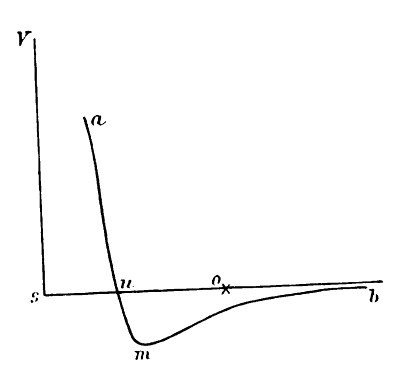
Die Wirkung der an den Elektroden und besonders an der Anode auftretenden Schwingungen können wir mit den Entladungen vergleichen, die sich an einer Spitze in atmosphärischer Luft ergeben. Wenn der sekundäre Draht eines Teslatransformators in eine Spitze endet, und eine kleine Platte der Spitze gegenüber gestellt wird, so wird die Platte positiv geladen, wenn ihr Abstand von der Spitze ein wenig grösser als die maximale Funkenlänge ist; wenn der Abstand vergrössert wird, so nimmt die Platte eine schwächere positive Ladung an, und in einer gewissen Entfernung von der Metallspitze sinkt ihre Ladung auf Null herab. Bei noch grösserem Abstande wird sie negativ geladen, und die negative Ladung wächst anfangs mit dem Abstande, bis sie ein Maximum erreicht, um dann wieder abzunehmen. Derartige Vorgänge sind von Herrn Himstedt [1]) sowohl bei einer Teslaspule als bei einem Funkeninduktor beobachtet worden, und sie finden auch bei einem Hertzschen Resonator statt. [2]) Die beiden Pole des Sekundärleiters ergeben dabei immer ähnliche Resultate, nur ist die Entladung an dem sog. negativen Pole etwas schwächer, was nach Herrn Pflüger von der Dämpfung herrühren kann. [3]) Das Gebiet, innerhalb dessen die Platte positiv geladen wird, soll, nach Herrn Knoblauch, von einer Umdrehungsfläche, etwa einem Kegel, begrenzt werden, dessen Spitze im Umkehrpunkte liegt und dessen Mantel die Metallspitze umhüllt. [4]) Wenn er nämlich die der Spitze gegenübergestellte Platte durch eine Vorrichtung ersetzte, die aus zwei isoliert getrennten Teilen einer Kreisplatte samt einem davon isolierten konzentrischen Ringe bestand, so konnte er diesem Apparate eine solche Lage erteilen, dass die Kreisplatte innerhalb und der Ring ausserhalb des positiven Entladungsgebietes fiel, wobei jene positiv, dieser negativ geladen wurde. Diese Anordnung wurde von Herrn Wehnelt als Kathode in einer Vakuumröhre benutzt und die beiden Teile der Kathode wurden mittels voneinander getrennter Drähte mit dem negativen Pole einer Influenzmaschine verbunden. Beim Vorschalten einer Funkenstrecke konnte er dabei eine mit den oben besprochenen Entladungen in atmosphärischer Luft ganz ähnliche Erscheinung beobachten,

1) F. Himstedt, Wied. Ann. **52**, 473, 1894; **68**, 294, 1899.
2) K. Wesendonk, Naturw. Rundsch. **40**, 401, 1895.
3) A. Pflüger, Wied. Ann. **60**, 401, 1895.
4) E. Knoblauch, Ann. d. Phys. **6**, 353, 1901; Phys. Zeitschr. **2**, 165, 1900.

indem der Strom von der Platte in den entsprechenden Draht, aber zu dem Ringe durch den anderen Draht floss, obwohl die beiden Drähte mit dem negativen Konduktor oder dem negativen Pole verbunden waren.[1]) Diese Vorgänge entsprechen also vollkommen den oben beschriebenen Spitzenentladungen in atmosphärischer Luft, und diese Übereinstimmung lässt folglich vermuten, dass es sich um ganz gleichartige Verhältnisse in den beiden Fällen handelt. Der einzige Unterschied muss darin bestehen, dass es sich bei den Entladungen von einem sekundären Leiter nur um eine Schwingungsperiode allein handelt, nämlich die der Hauptschwingung des Leiters, während dagegen bei den Entladungen in einer Vakuumröhre die beiden Drähte, die die Elektroden mit den Batteriepolen verbinden, als primäre Erreger wirken und folglich eine ganze Reihe von Schwingungen verschiedener Perioden enthalten. Wir setzen voraus, dass die Vakuumröhre von einer Influenzmaschine gespeist wird und dass der Anode eine Funkenstrecke vorgeschaltet ist. Dabei treten verhältnismässig kräftige Schwingungen an der Anode auf, und diese Schwingungen besitzen die Frequenzen:

$$\frac{\beta}{2\pi}, \frac{2\beta}{2\pi}, \frac{3\beta}{2\pi}, \frac{4\beta}{2\pi}$$

u. s. f. Wenn wir die von Herrn Himstedt mitgeteilten Beobachtungszahlen bezüglich der Entladung von einem Teslapole in einer Kurve zusammenstellen, so ergiebt sich die Kurve,



deren etwaigen Verlauf die vorstehende Figur zeigt. Der Abstand zwischen der Scheibe und der Metallspitze ς wird als Abszisse längs ςx ausgemessen und die entsprechende Ladung der Scheibe als Ordinate aufgerichtet. u ist der Umkehrpunkt der Ladung, die in m ihr Minimum erreicht. Wenn die Strombahn eine ganze Reihe harmonischer Schwingungen enthält, so muss die Entladungskurve aus einer ganzen Reihe von Kurven $a\,u\,m\,b$ zusammengesetzt sein, indem jedem Werte der Frequenz eine Komponente $a\,u\,m\,b$ entspricht. Es sei die in der Figur gezeichnete Kurve diejenige, die der Grundschwingung entspricht. Die erste Oberschwingung, deren Frequenz doppelt grösser ist, muss folglich zufolge der Formel einen Abstand $d = \varsigma u_1$ ergeben, der dem doppelten Abstande ςu gleich ist, u. s. w. Setzen wir also die einem bestimmtem Abstande oder Abszisse entsprechenden Ordinaten sämtlicher Kurven zusammen, so erhalten wir eine resultierende Kurve, die treppenförmig herabsteigt, indem der Winkel, den die Tangente mit der Abszissenachse bildet, für einen etwa in o liegenden Punkt ein Minimum enthält.[1]) Ebenso ergiebt die Komponente, die der ersten Oberschwingung entspricht, ein Minimum, das doppelt so weit entfernt von ς liegt, weil die Frequenz doppelt grösser ist u. s. w. Die Abstände von ς, wo die resultierende Kurve einen minimalen Winkel mit der Abszissenachse bildet, ergeben also eine arithmetische Progression, und zwischen je zwei aufeinander folgenden Minima muss stets ein Maximum liegen. Die der resultierenden Potentialkurve entsprechende Gradientkurve muss also periodisch variieren und abwechselnd Maxima und Minima zeigen. Dass wirklich solche periodische Schwankungen der Gradientkurve existieren, ist von Herrn Graham experimentell nachgewiesen worden.[2]) Er fand, dass die hellen Streifen der geschichteten Entladung ein Maximum ergeben und dass die dunklen Streifen den Minima des Potentialgradienten ensprechen. Weil Schwingungen im metallischen Kreise auch an der Kathode stattfinden, so kann man dieselbe Eigentümlichkeit auch im Verlaufe der Potentialkurve und der Gradientkurve auch in der Umgebung der Kathode erwarten, und in der That wurden auch ein Paar Lichtstreifen entsprechende Maxima neben der Kathode von Herrn Graham beobachtet. Dass die hellen und dunklen Streifen an der Kathode so schwach hervortreten, dürfte wohl durch das negative Glimmlicht verursacht werden. Die elektrische Strömung, die im dunklen Kathodenraume die Potentialschwankungen auszugleichen strebt, muss ein Hindernis gegen die Ausbildung der Maxima und Minima darbieten.

1) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. **7**, 237, 1902.

1) In der That ist der negative Teil *umb* der Kurve in der Figur so schwach entwickelt, weil die negative Ladung ringsumher verbreitet wird. Deshalb muss man eine enge Röhre benutzen, damit die negative Ladung angesammelt wird, wodurch der Zweig *umb* besser hervortritt, als er sich bei der obigen dem Himstedtschen Versuche entsprechenden Kurve zeigt.

2) P. W. Graham, Wied. Ann. **64**, 49, 1898.

(Eingegangen 20. Februar 1903.)



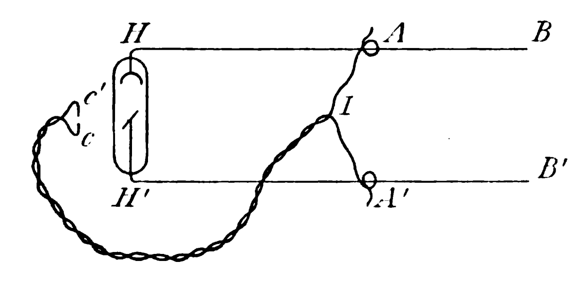
Über die Polarisation der X-Strahlen.

Von R. Blondlot.[1])

Die Versuche, die bisher angestellt wurden, die X-Strahlen zu polarisieren, sind erfolglos geblieben. Ich stellte mir die Frage, ob die von einer Entladungsröhre ausgehenden X-Strahlen nicht schon polarisiert emittiert würden.

Ich wurde dazu geführt, mir diese Frage zu stellen durch die Überlegung, dass die notwendigen Dissymmetriebedingungen für eine Polarisation durchaus gegeben sind. Da jeder X-Strahl aus einem Kathodenstrahl entsteht, so bestimmen diese beiden Strahlen eine Ebene, und durch jeden X-Strahl, der von der Röhre ausgeht, geht eine Ebene, innerhalb welcher (oder normal zu welcher) der Strahl ausgezeichnete Eigenschaften haben kann: also eine Dissymmetrie, die der für eine Polarisation erforderlichen entspricht.

Wenn nun diese Polarisation vorhanden ist, wie ist sie wahrzunehmen? Mir kam der Gedanke, ob nicht ein kleiner Funke, wie ich ihn zu meinen Untersuchungen über die Geschwindigkeit der X-Strahlen verwandte, hier die Rolle des Analysators spielen könnte, indem ich erwartete, dass die Eigenschaften eines Funkens verschieden sein könnten, einmal in seiner Längsrichtung, die ja auch die der elektrischen Kraft ist, die ihn erzeugt, und dann senkrecht zu dieser Richtung. Hiervon ging ich aus, und ich ordnete einen Apparat nach folgendem Diagramm an, um einen kleinen Funken während der X-Strahlen-Emission zu erhalten.



Ein Entladungsrohr ist mit einer Induktionsspule durch die Drähte BH, $B'H'$, die mit Guttapercha umzogen sind, verbunden. Zwei andere Drähte, ebenfalls mit Guttapercha umzogen, AIc und $A'Ic'$ endigen bei A und A' in zwei Schleifen, von denen eine BH, die andere $B'H'$ umschlingt. Ein Stückchen Glasrohr, das in der Figur nicht wiedergegeben ist, trennt die umschlingenden Drähte von den Drähten HB, $H'B'$. Die Drähte AI, $A'I'$ sind umeinander geschlungen und ihre Enden c, c', die in Spitzen auslaufen, werden in sehr kleiner, nach Belieben regulierbarer Entfernung einander gegenüber gehalten, so dass sie einen kleinen Funkenerreger bilden. Infolge dieser Anordnung bringt die elektrostatische Influenz, die von den Drähten BH, und $B'H'$ auf den Schlingen A und A', bei jeder Induktorentladung erzeugt wird, einen kleinen Funken an der Öffnung cc' hervor, zu gleicher Zeit mit der Emission der X-Strahlen von der Röhre. Dadurch, dass die Drähte AIc, $A'Ic'$ biegsam sind, lässt sich die Öffnung cc' gerade so orientieren, dass der Funke einspielt. Ein quadratisches Aluminiumblatt von 0,40 m Seitenlänge wird zwischen Rohr und Funkenstrecke gestellt, um jeglichen direkten Einfluss der Elektroden auf cc' zu verhindern.

Um leicht die relativen Lagen der Röhre und des Funkens cc' zu bestimmen, wollen wir drei rechtwinklige Achsen, deren eine OZ vertikal ist, annehmen.

Wir ordnen die Röhre so an, dass ihre Länge und folglich auch die des Kathodenstrahlbündels mit der OY-Richtung zusammenfällt, indem die Antikathode gegen den Koordinatenanfang zeigt, und die X-Strahlen von ihr aus in Richtung der positiven x gehen.

Bringen wir die Öffnung cc' an einen Punkt des positiven Teiles der OX-Achse derart, dass die Funkenrichtung parallel mit OX ist, so konstatiert man bei geeigneter Regulierung, dass die X-Strahlen auf den Funken einwirken, indem sie seine Stärke vergrössern; das Zwischenschieben einer Bleilamelle schwächt den Funken deutlich.

Wenn wir dann die Öffnung cc', ohne sie vom Platze zu bewegen, drehen, bis sie parallel mit OZ, also normal zu den Kathodenstrahlen, ist, so ist die Wirkung der X-Strahlen auf den Funken verschwunden. Blei oder Glas, das man dazwischen bringt, ist ohne Einfluss.

Also haben die X-Strahlen eine Aktionsebene, und zwar ist es die Ebene, welche durch jeden X-Strahl und den erzeugenden Kathodenstrahl geht. Giebt man der Öffnung Orientierungslagen zwischen den beiden erwähnten, so sieht man die Abnahme der Wirkung von der horizontalen zur vertikalen.

In folgendem noch ein anderes, noch schlagenderes Experiment. Dreht man den Funken um OX als Achse, parallel mit der YOZ-Ebene, so sieht man, dass er über ein Maximum in horizontalen Stellungen, zu einem Maximum in vertikaler Stellung geht.

Diese Intensitätsvariationen sind denen ähnlich, die man erhält, wenn man ein polarisiertes Lichtbündel durch ein Nikol betrachtet, und dieses dreht. Der kleine Funke spielt die Rolle des Analysators. Das X-Strahlenbündel hat dieselbe Dissymmetrie wie ein polarisierter Lichtstrahl; es hat nach der Ausdrucksweise

1) Aus Comptes Rendus **136**, 284, 1903.

Newtons „voneinander verschiedene Seiten", oder anders gesagt, es ist polarisiert in des Wortes weitester Bedeutung.

Die Erscheinung ist leicht beobachtbar, wenn der Funke richtig reguliert ist; hierzu ist nötig, dass er ausserordentlich kurz und schwach ist.

Dreht man die Entladungsröhre um ihre mit den Kathodenstrahlen parallele Achse, so verändern sich die beobachteten Erscheinungen nicht (solange die X-Strahlen die Öffnung erreichen). Die Aktionsebene ist also unabhängig von der Orientierung der Antikathode: stets ist sie diejenige Ebene, die durch den X-Strahl und seinen erzeugenden Kathodenstrahl definiert ist.

Ist der Funke in dieser Aktionsebene angeordnet und verändert man in dieser Ebene seine Orientierung, so ist die Wirkung der X-Strahlen auf den Funken ein Maximum, wenn er normal zu den X-Strahlen ist, und Null, wenn er ihnen parallel oder beinahe parallel ist.

Nun bestimmt ein X-Strahl mit seinem erzeugenden Kathodenstrahl nur dann eine Ebene, wenn ihre Richtungen verschieden sind. Unter den emittierten X-Strahlen giebt es aber solche, die die gleiche oder beinahe die gleiche Richtung wie die Kathodenstrahlen haben. Und zwar sind es die Strahlen, welche die Kathode streifen. Es lässt sich erwarten, dass diese sehr unvollkommen polarisiert sind; und wirklich konnte ich dies mit Hilfe des kleinen Funkens erkennen.

Verschiedene wichtige Erscheinungen konnte ich feststellen, die ich heute nur erwähnen kann. Quarz, Stücke Zucker drehen die Polarisationsebene der X-Strahlen im selben Sinne wie die des Lichtes, ich erhielt Drehungen von 40^0.

Die Sekundär-Strahlen, S-Strahlen genannt, sind ebenfalls polarisiert. Die aktiven Substanzen drehen ihre Polarisationsebene in entgegengesetztem Sinne als die des Lichtes; ich erhielt Drehungen von 18^0.

Es ist ausserordentlich wahrscheinlich, dass auch die magnetische Drehung existiert, sowohl für die X-, wie auch für die S-Strahlen. Man kann sich in gleicher Weise denken, dass die Eigenschaften dieser Strahlen in Bezug auf die Polarisation auch bei den Tertiär-Strahlen zu finden sind etc.

Ich beabsichtige, die Resultate über diese verschiedenen Punkte, zu denen ich gelange, fortlaufend mitzuteilen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Erich Marx.)

(Eingegangen 23. März 1903.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von F. Harms.

Herr G. C. Schmidt sucht in zwei Arbeiten [1]) seine von mir[2]) bekämpften Anschauungen über die Leitfähigkeit von Phosphorluft zu verteidigen. Bei der Streitfrage handelt es sich vor allem darum, ob Ionen[3]) bei der Oxydation des Phosphors entstehen, oder nicht. Ich stimme nun mit Herrn Schmidt darin völlig überein, dass man viele Erscheinungen, die an Phosphorluft und leitenden Gasen beobachtet werden, sowohl mit Hilfe der Ionentheorie, als auch nach der Schmidtschen Annahme leitender Teilchen, die nach Art des Korkkugeltanzes zwischen zwei Elektroden hin- und hergeworfen werden, erklären kann. Dazu gehören z. B. die von mir angestellten Versuche mit dem geladenen Drahtnetzkäfig nach Elster und Geitel, sowie alle auf unipolarer Leitfähigkeit beruhenden Wirkungen. Nicht vereinbar mit der Schmidtschen Annahme sind die Beobachtungen, dass die Leitfähigkeit von Gasen durch Staubteilchen und Wassernebel herabgesetzt wird.[4]) Herr Schmidt erklärt den Unterschied zwischen diesen Versuchen und den Versuchen mit Phosphorluft dadurch, dass bei jenen die Nebel- und Staubteilchen nichtleitend, bei diesen gutleitende Phosphorsäuren seien. Als Beweis dafür, dass speziell die Wassernebel schlechte Leiter seien, wird angeführt, dass das aus den Nebeltröpfchen kondensierte Wasser wegen seiner Reinheit vielfach statt destillierten Wassers verwendet wird. Dass die Leitfähigkeit des besten Wassers noch viel zu gross ist, als dass die von Herrn Schmidt gegebene Erklärung des Unterschieds zwischen Wassernebel und Phosphornebel richtig sein könnte, wird schon plausibel, wenn man daran denkt, wie grosse Schwierigkeiten es gemacht hat, die Dielektrizitätskonstante des Wassers zu bestimmen; ich habe ausgerechnet, dass ein Tropfen von Kohlrauschschem Wasser, der mit $^1/_{100000}$ seiner Oberfläche auf einer Elektrode aufliegt, in weniger als $^1/_{100}$ Sek. zum Potential der Elektrode geladen sein wird. Grosse Widerstände spielen erst eine Rolle, wenn sie sehr gross werden; ist es doch gleichgültig, ob ich ein Elektroskop mittels eines *Cu*-Drahtes oder mit der Hand zur Erde ableite.

Ein anderer Punkt, der die Entscheidung zwischen Ionen und geladenen Teilchen zu

1) G. C. Schmidt, Diese Zeitschr. **4**, 293, 1903; Ann. d. Phys. **10**, 704—729, 1903.

2) F. Harms, Diese Zeitschr. **4**, 111—113, 1902.

3) Unter Elektronen verstehe ich die Elementarquanten der Elektrizität (Kathodenstrahlteilchen), unter Ionen die Verbindung von Elektronen mit Atomen, Molekülen oder Molekülkomplexen (Molionen nach Stark).

4) Owens, Phil. Mag. **48**, 376, 1899; v. Wesendonk, Naturw. Rundschau **15**, 261, 1900; Elster u. Geitel, Ann. d. Phys. **2**, 425, 1900.

treffen erlaubt, ist die Abhängigkeit der Stromstärke von der E. M. K. Die Schmidtschen Beobachtungen über diese Abhängigkeit kann ich für höhere Potentialwerte bestätigen, dagegen ist bei mir der Verlauf der Stromstärke—Spannungskurve für niedrige Werte ein anderer als bei Herrn Schmidt.

Ich habe die Versuche genau wiederholt mit einer zweckmässigeren Versuchsanordnung. Zu exakten Messungen ist die Schmidtsche Anordnung unbrauchbar aus folgendem Grunde. Wenn man Sättigungsströme in Gasen nachweisen will, so muss man dafür sorgen, dass das ganze Gasvolumen von den Stromlinien durchsetzt wird, und dass Deformationen der Stromlinien bei einer Änderung der Feldstärke vermieden werden. Bei der Schmidtschen Anordnung werden nun, sobald das Potentialgefälle zwischen den beiden Elektroden so gross wird, dass Sättigungsstrom eintreten müsste, die Stromlinien aus dem zwischen den Elektroden liegenden Raume herausgedrängt; dadurch wird der stromdurchflossene Raum stetig vergrössert, so dass das Auftreten des Sättigungsstromes verwischt wird. Ich habe deshalb die Rutherfordsche[1]) Anordnung benutzt, bei der als Elektroden zwei koaxiale Cylinder verwendet werden. Die Dimensionen und die Versuchsanordnung zeigt die Fig. 1. Die Resultate werden

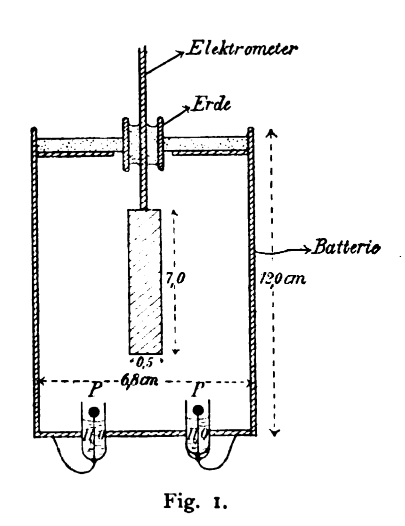


Fig. 1.

durch die Fig. 2 dargestellt. Kurve I stellt die beobachteten Elektrometerausschläge pro Minute dar. Nachdem die Form der Kurve durch Versuche mit vielen verschiedenen Potentialen festgestellt war, wurden, damit unter möglichst konstanten Bedingungen beobachtet werden konnte, immer nur wenige Punkte beobachtet, die zur Festlegung der charakteristischen Form der Kurve genügten. Alle von mir erhaltenen Kurven zeigen dieselbe Eigentümlichkeit; sie beginnen geradlinig, biegen um 100 Volt herum aus ihrer bisherigen Richtung ab und verlaufen dann geradlinig, aber unter geringerem Neigungswinkel weiter. Verkleinert man Volumen und Widerstandskapazität des Messgefässes, so tritt der anfängliche steile Anstieg immer mehr zurück, bis die ganze Kurve in eine gerade Linie übergeht.

Der Verlauf der Kurve lässt sich nun mit Hilfe der Ionentheorie leicht erklären. Ich habe schon in meiner ersten Arbeit[1]) betont, man müsse bei Anwesenheit von Nebeln annehmen, dass ein Teil der Ionen sich an Nebelteilchen anlagert. Man hat also sozusagen zwei Arten von Ionen; die eine ist leicht beweglich, weil sie geringe Masse hat, ich habe sie l. c. als „freie" Ionen bezeichnet, die andere ist mit Nebelteilchen beladen, und besitzt deshalb geringere Beweglichkeit. Nun ist aber das den Sättigungsstrom bedingende Potentialgefälle nicht nur von der Anzahl, sondern auch von der Beweglichkeit der Ionen abhängig. Zur Sättigungsstromstärke wird man um so höhere Potentiale nötig haben, je geringer die Ionenbeweglichkeiten sind. Der Anblick der in Fig. 2 mitgeteilten Kurven zeigt nun sofort, dass man sie als Superposition zweier Stromkurven auffassen kann; die erste I′ entspricht den „freien" Ionen, sie zeigt den normalen Verlauf wie in allen leitenden Gasen, Sättigungsstrom wird erreicht

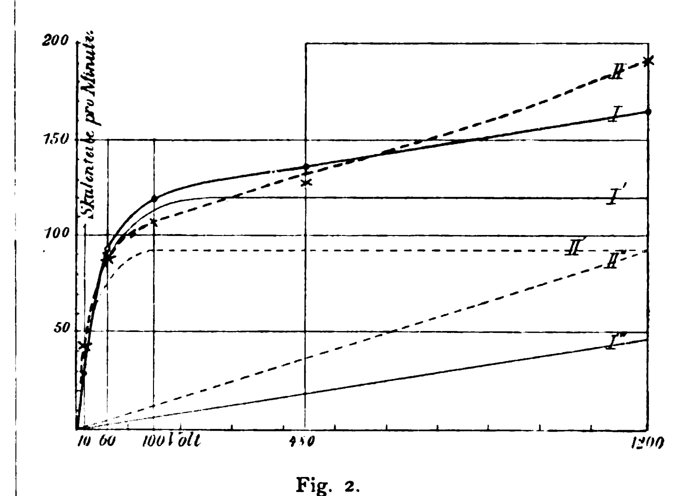


Fig. 2.

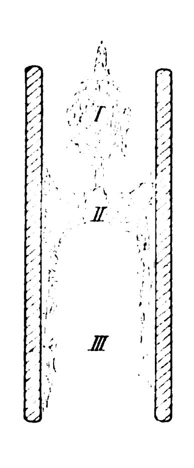
bei einer Potentialdifferenz von ca. 150 Volt zwischen den Elektroden; die zweite I″ entspricht den trägeren Ionen, von Sättigungsstrom ist keine Andeutung vorhanden. Entsprechendes gilt für die Kurven II, II′, II″. Bei ihrer Aufnahme hatte die innere Elektrode 20 mm Durchmesser. Die aus den Dimensionen berechnete Widerstandskapazität betrug etwa die Hälfte der bei der Aufnahme der Kurven I berechneten; dementsprechend ist auch die Neigung der

1) E. Rutherford, Diese Zeitschr. **3**, 386, 1902.

1) F. Harms, Diese Zeitschr. **4**, 112, 1902.

Kurve II" etwa die Doppelte von der der Kurve I". Die Sättigungsstromstärken sind entsprechend der geringen Volumänderung nicht sehr verschieden.

Aus diesen Beobachtungen erklärt sich auch die Verschiedenheit der Wirkung der Nebelfäden bei verschiedenen Potentialen. Herr Schmidt[1]) konnte (bei hohen Spannungen) aus der Form und Dichte des Nebels den Ausschlag seines Elektrometers taxieren und konnte eine Einwirkung des Feldes beobachten bis herab zu Potentialgefällen von $\frac{10 \text{ Volt}}{1,5 \text{ cm}}$, ich dagegen konnte (bei niedrigen Potentialen) weder eine Wirkung des Feldes auf den Nebelfaden, noch eine Abhängigkeit des Elektrizitätsverlustes der



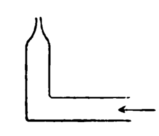


Fig. 3.

Kugel von der Entfernung des Nebelfadens konstatieren (das Potentialgefälle betrug bei diesen Versuchen ca. 15 Volt pro Centimeter; lag also an der Grenze der auch nach Herrn Schmidt noch beobachtbaren Grösse). Die Erklärung ist einfach. Bei niedrigen Potentialgefällen übernehmen, wie aus Fig. 2 hervorgeht, die freien Ionen den grössten Teil des Elektrizitätstransportes, infolgedessen ist es ziemlich gleichgültig, ob Nebelteilchen die Elektroden treffen oder nicht; bei hohen Gefällen dagegen tragen die mit Nebelteilchen behafteten trägen Ionen wesentlich zum Elektrizitätstransport bei; und zwar werden sowohl positive wie negative Ionen mit Nebelteilchen belastet werden.

Herr Schmidt teilt Beobachtungen mit, aus denen hervorgehen soll, dass die Nebel stets zur näheren Elektrode wandern. Diese Beobachtungen kann ich nicht bestätigen. Um von Komplikationen frei zu sein, brachte ich den Nebel zwischen zwei Kondensatorplatten, bevor zwischen ihnen ein Feld vorhanden war. Der Nebel wurde dadurch erzeugt, dass feuchte Luft über mit Wasser benetzten Phosphor geblasen wurde; durch geeignetes Blasen war es leicht zu erreichen, dass zwischen zwei Kondensatorplatten (Fig. 3, I) sich beim Absperren des Luftstromes ein Nebeltropfen etwa von der gezeichneten Form bildete. Dieser senkte sich dann langsam zwischen den Platten herab, erzeugte man dann durch plötzliches Anlegen einer Potentialdifferenz ein starkes Feld (500 bis $1000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$), so teilte sich der Nebel fast momentan (Fig. 3, II) und der Nebel floss an den Platten herab (Fig. 3, III). Zu bemerken ist noch, dass die Teilung stets eintrat, ob der Nebeltropfen sich in der Mitte zwischen beiden Platten oder in der Nähe einer Platte befand. Bei den Versuchen von Herrn Schmidt entstanden die Nebel immer im elektrischen Felde und zwar an einer Elektrode. So fasse ich auch den Versuch auf (l. c., S. 708), bei dem ein Phosphorstückchen „isoliert" in der Nähe der Elektroden angebracht war. Da eine vollständige Isolation in der von Phosphoroxydationsprodukten und Wasserdampf erfüllten Atmosphäre nicht möglich ist, so bildete das Phosphorstück einen Teil der zur Erde abgeleiteten Innenwand des Gefässes, und diese wirkt ja bei der Anordnung von Herrn Schmidt immer als Elektrode mit. In einem von einer Elektrode aufsteigendem Luftstrom können aber nur die mit der Elektrode gleichnamig geladenen Ionen vorhanden sein, sodass in diesem Falle der Nebelstrom stets zur anderen Elektrode wandern muss. Übrigens lässt sich die Bewegung des Nebels im elektrischen Felde nach Zeleny[1]) auch erklären, ohne dass man eine Ladung der Nebelteilchen anzunehmen braucht: die Ionen erzeugen bei ihrer Bewegung eine Luftströmung, die die Nebelteilchen mitreisst. —

Auf Grund seiner Beobachtungen über die Abhängigkeit zwischen Potentialdifferenz und Stromstärke kommt Herr Schmidt zu dem Schluss (l. c., S. 714) „dass ein Sättigungsstrom nicht vorhanden ist, und dass die Beziehung zwischen E. M. K. und Stromstärke, soweit sich das aus den etwas unregelmässigen Zahlen schliessen lässt, eine geradlinige ist." Nun, diese Beobachtungen von Herrn Schmidt, die ich ja für höhere Potentiale bestätigen kann, sind der beste Beweis gegen seine Theorie. Eine lineare Abhängigkeit wird gerade von der

1) l. c., S. 711—714.

1) J. Zeleny, Proc. Cambr. Phil. Soc. **10**, 14, 1898; Bbl. **23**, 291, 1899.

Ionentheorie gefordert, während sie nach seiner eigenen Theorie nicht erwartet werden kann. Herr Schmidt erklärt zwar die lineare Abhängigkeit (l. c., S. 715): „die festen leitenden Teilchen werden an der unteren Platte bei doppelter E. M. K. auf ein doppeltes Potential geladen und nehmen daher die doppelte Elektrizitätsmenge auf; infolgedessen ist auch der Elektrometerausschlag doppelt so gross. Es erklärt sich somit die geradlinige Beziehung zwischen E. M. K. und i in zwangloser Weise." Dabei übersieht Herr Schmidt nur, dass ja ausserdem die Geschwindigkeit[1]) des geladenen Teilchens bei doppelter Ladung und doppelter Feldstärke vervierfacht würde, dass also die übertragene Elektrizitätsmenge mit der dritten Potenz des Potentiales wachsen müsste. Von einer solchen Abhängigkeit ist nun absolut keine Rede; damit fällt wohl die ganze Schmidtsche Theorie.

Auf die übrigen Einwände, die Herr Schmidt gegen die Anwendung der Ionentheorie auf die Phosphorluft ausgesprochen hat, werde ich in einer ausführlicheren Arbeit in den Annalen eingehen, in der ich auch weitere Untersuchungen über den Phosphor mitteilen werde. Hier will ich nur noch bemerken, dass auch E. Bloch[2]) zu dem Resultat gekommen ist, dass die Schmidtsche Annahme nicht haltbar sei.

1) Dabei ist nur vorausgesetzt, dass die Geschwindigkeit stets der wirkenden Kraft proportional ist; d. h. dass die Reibung so gross ist, dass die Beschleunigungsglieder in den Bewegungsgleichungen der Teilchen vernachlässigt werden können.

2) E. Bloch, C. R. 135, 1324, 1902.

Würzburg, physik. Inst., 18. März 1903.

(Eingegangen 25. März 1903.)

Über die durch radioaktive Emanation erregte scintillierende Phosphoreszenz der Sidot-Blende.

Von J. Elster und H. Geitel.

In einer englischen Tageszeitung[1]) wurde vor einigen Tagen ein Bericht über eine am 19. März der Royal Society von Herrn Crookes vorgelegte Abhandlung, betitelt: „The Emanations of Radium" bekannt gegeben, die sich auf die durch die Emanation radioaktiver Substanzen auf einem Schirme von Sidot-Blende erzeugte eigentümliche Art von Phosphoreszenz bezieht. Wir haben die von Crookes beschriebene Erscheinung schon vor einiger Zeit bei Gelegenheit von Versuchen bemerkt, die wir in der Absicht angestellt hatten, mittels der in der Erdbodenluft enthaltenen aktiven Emanation deutliche Phosphoreszenz hervorzurufen und beabsichtigten sie demnächst in einem ausführlichen Berichte über die Ergebnisse weiterer Untersuchungen über die Aktivität der Bodenluft zu beschreiben. Im Anschluss an die oben genannte Notiz dürfte die nachfolgende Mitteilung unserer Versuche schon jetzt von Interesse sein.

1) Westminster Gazette vom 20. März d. J.

Brachten wir in einen etwa 1 1/4 Kubikmeter grossen dunkeln Raum, der radioaktive Emanation vom Erdboden enthielt, einen isolierten Schirm aus Sidot-Blende, der zuvor mehrere Tage lang im Dunkeln aufbewahrt war, und hielten wir diesen etwa zwei Stunden lang auf einem negativen Potential von 2000 Volt, so wurde er leuchtend. Bei genauerer Prüfung des Schirmes im Dunkeln mit ganz ausgeruhtem Auge ergab sich die auffallende Thatsache, dass der Schirm nicht gleichmässig erhellt war, sondern dass die Lichtintensität der einzelnen Partien der leuchtenden Fläche einem steten Wechsel unterworfen war. Betrachtet man einen in dieser Weise leuchtenden Schirm durch eine Lupe, so bemerkt man, dass das Flimmern des Schirmes durch ein Gewimmel diskreter leuchtender Pünktchen bewirkt wird, von denen jedes nur momentan aufblitzt.

Bei Betrachtung der leuchtenden Fläche mittels eines Vergrösserungsglases gewinnt man, wie es auch in der Schilderung des Crookesschen Versuches ausgesprochen ist, ganz den Eindruck, als schaue man durch ein Teleskop nach einem Sternhaufen, dessen einzelne Sterne aufblitzen, um sofort wieder in dem schwarzen Hintergrunde zu verschwinden.

Da wir seit Jahren in Rücksicht auf unsere Untersuchungen über die Radioaktivität der natürlichen Luft jede radioaktive Substanz unserem Laboratorium fernhalten, so haben wir die Erscheinung bei kräftig aktiven Körpern nicht eingehender prüfen können; doch erhielten wir sie ebenfalls und zwar weit deutlicher wie mit Bodenluft in einem unserem Laboratorium fern gelegenen Zimmer innerhalb eines durch Thoriumhydroxyd (50 gr) infizierten Raumes von etwa 45 Liter Inhalt. Schliesslich war Herr Giesel so freundlich, uns in seiner Wohnung sein gesamtes Material an emanierender Substanz zu einigen orientierenden Versuchen zur Verfügung zu stellen.

Bei Verwendung des „Emanationskörpers"[1]) war das scintillierende Leuchten des Schirmes auch in nicht ganz abgedunkelten Räumen sichtbar und der Anblick, den der Schirm durch eine Lupe gewährte, noch überraschender; auch liess sich leicht feststellen, dass dies

1) Vgl. F. Giesel, Ber. d. Chem. Gesellschaft No. 2, 1903, S. 342—347.

Phosphoreszenzlicht durch Einwirkung roten Lichtes nicht ausgelöscht wird. Hierin liegt ein charakteristischer, leicht verständlicher Unterschied der durch Emanation erregten Phosphoreszenz gegen die durch Belichtung hervorgerufene. — Legte man den in Papier gehüllten Emanationskörper direkt auf den (unelektrischen) Schirm, so zeigte dieser dieselbe scintillierende Phosphoreszenz. — Ein Leuchtschirm aus Calciumwolframat wurde nach etwa einstündiger Exposition zwar dauernd leuchtend, doch war das für die Zinkblende charakteristische Scintillieren nicht wahrnehmbar.

Es sei noch bemerkt, dass in dem mit Thoriumoxyd beschickten Raume, das scintillierende Leuchten der Blende, wenn auch in geringerer Intensität, auch nach voraufgegangener positiver Elektrisierung erhalten wurde. Analoge Versuche mit dem Emanationskörper haben wir nicht ausgeführt.

Um festzustellen, ob das Aufblitzen der leuchtenden Punkte von Teilchen der aktiven Emanation herrührte, die noch auf dem Schirme selbst hafteten, oder etwa von solchen, die sich losgelöst hätten und die rückstrahlend auf den Schirm wirkten, leiteten wir einen Luftstrom über den Schirm hin. Es war bei den von uns angewandten geringen Geschwindigkeiten kein Einfluss der Luftbewegung zu erkennen. Ferner blieb die Erscheinung dieselbe, möchte man den Schirm mit der leuchtenden Seite fest gegen eine Glasplatte pressen oder nicht. Dies Ergebnis würde mit der von Herrn Crookes ausgesprochenen Ansicht verträglich sein, dass die Lichtblitze in direktem Zusammenhange mit der Abschleuderung der Elektronen an der aktiven Fläche selbst stehen. Allerdings muss es dann auffallen, dass der Schirm aus Calciumwolfromat die Erscheinung nicht zeigte.

Wolfenbüttel, den 27. März 1903.

(Eingegangen 27. März 1903.)

Induktionserscheinungen am Quecksilberlichtbogen im Magnetfeld.

Von J. Stark.

I.

§ 1. Form des Quecksilberdampfstrahles. — Der Quecksilberlichtbogen entwickelt aus seinen Elektroden Dampf. Dieser kondensiert sich zu flüssigem Quecksilber da, wo die Säule des Lichtbogens nicht hinreicht und keine hohe Temperatur aufrecht erhalten wird. Die Kondensation hat besonders in Gefässen statt, welche mit dem Dampfraum des Lichtbogens kommunizieren, aber nicht vom Strome durchflossen werden. In derartigen Kondensationsgefässen herrscht ein niedrigerer Dampfdruck als im Lichtbogen. Darum strömt aus diesem in das Kondensationsgefäss beständig Quecksilberdampf; dieser Dampfstrom ist dem Auge unmittelbar sichtbar, da die Überführung aus dem leuchtenden Lichtbogenraum so schnell erfolgt, dass der Dampf im Kondensationsgefäss kurze Zeit noch fortleuchtet.[1]

Unmittelbar nach dem Entzünden des Lichtbogens nimmt man in dem Kondensationsgefäss ein mattleuchtendes dickes Ellipsoid wahr (Fig. 1). Dieses streckt sich allmählich, wird schlanker und strahlförmig (Fig. 2). Der so gebildete Quecksilberdampfstrahl zeigt Schichten, heller und dunkler leuchtende Partien. Mit wachsendem Überdruck in dem Lichtbogen wird der Schichtenabstand kleiner, und schliesslich verschwinden die Schichten in einem gleichmässig und intensiv rötlich leuchtenden Strahle (Fig. 3).

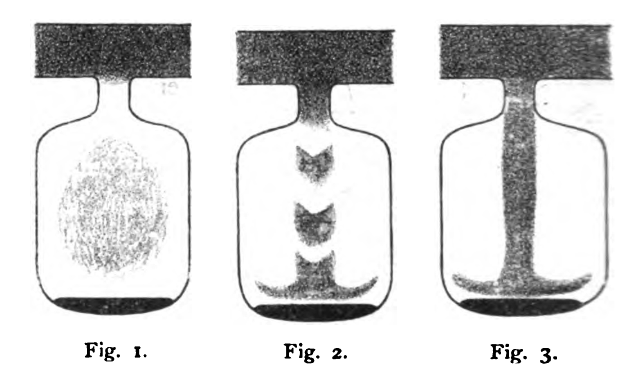


Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.

§ 2. Mechanische Ablenkung des Dampfstrahles. — Da wo der leuchtende Quecksilberdampfstrahl im Kondensationsgefäss auf die Gefässwand bez. das flüssige Quecksilber trifft, stülpt er sich, seitwärts abgelenkt, pilzförmig um (Fig. 2 u. 3).

Erhitzt man die flüssigen Elektroden des Lichtbogens, erhöht man also in diesem künstlich den Dampfdruck, so wird das Leuchten in dem Dampfstrahl intensiver, das pilzförmige Ende breitet sich im Kondensationsgefäss weiter aus. Erhitzt man das Kondensationsgefäss von aussen durch einen untergehaltenen Bunsenbrenner, macht man also die Druckdifferenz zwischen Lichtbogen und Kondensationsgefäss kleiner, so wird der Dampfstrahl dünner und kürzer und verschwindet schliesslich ganz.

Erhitzt man das flüssige Quecksilber auf dem Boden des Kondensationsgefässes nicht central, sondern an einer Stelle der Peripherie, entwickelt man also seitlich vom Dampfstrahl

[1] J. Stark und M. Reich, Diese Zeitschrift 4, 321, 1903.

künstlich Dampf, so wird der Strahl nach der nicht erhitzten Seite abgelenkt.

Erhitzt man von aussen nur die eine Elektrode des Lichtbogens, so geht im Lichtbogen ein Dampfstrom von der heissen zur kälteren Elektrode.[1]) Dadurch erhält der normal aus dem Lichtbogen in das Kondensationsgefäss tretende Dampfstrom eine Geschwindigkeitskomponente in der Richtung der kälteren Elektrode. Darum wird der Dampfstrahl durch Erhitzen der einen Lichtbogenelektrode seitlich etwas nach der nicht erhitzten abgelenkt.

II.

§ 3. **Der Dampfstrahl im Magnetfeld, Versuchsanordnung.** — Lässt man in den Dampfstrahl zwei transversale Elektroden tauchen, so kann man mit Hilfe einer an diese aussen gelegten elektromotorischen Kraft einen elektrischen Strom durch den Dampfstrahl senden. Dieser besitzt also elektrisches Leitvermögen; gleichzeitig besitzt er Geschwindigkeit in der Richtung seiner Achse. Lässt man darum normal zu seiner Achse magnetische Kraftlinien laufen, so muss normal zu seiner Richtung und zu derjenigen des Magnetfeldes eine elektromotorische Kraft in ihm induziert werden.

Um die vorstehende Folgerung experimentell zu prüfen, wurde folgende Anordnung gewählt. Fig. 4 zeigt die gebrauchte Quecksilberdampfröhre in $^1/_3$ natürlicher Grösse. Die transversalen Elektroden im Kondensationsgefäss waren dünne Platindrähte, die bis auf 1 mm in eng anliegenden Glasröhrchen staken. Die Röhre wurde so in ein horizontales Magnetfeld gebracht, dass der Quecksilberdampfstrahl vertikal nach unten lief und die Querelektroden normal zur Richtung des Magnetfeldes standen. Dieses wurde angenähert homogen mittels eines grossen Hufeisenmagneten hergestellt. An die Querelektroden wurde aussen ein Mikroampèremeter oder Quadrantelektrometer angelegt.

§ 4. **Resultate.** — Sind die Platinelektroden im Kondensationsgefäss entweder beide gleich mit Quecksilber bedeckt oder beide blank, so ist im Magnetfeld Null zwischen ihnen kein elektrischer Strom durch den Dampfstrahl hindurch vorhanden. Ist dagegen die eine blank, die andere mit Quecksilber bedeckt, so zeigt das Mikroampèremeter im Magnetfeld Null einen Strom auf; dieser wird wahrscheinlich durch die Voltadifferenz zwischen den beiden Elektroden verursacht.[1]) Dieser Effekt ist in der nachstehenden Beobachtung berücksichtigt und durch Umkehrung des Magnetfeldes eliminiert.

Ist das Magnetfeld erregt, so zeigt das an die Querelektroden gelegte Mikroampèremeter oder das Elektrometer einen Ausschlag. Dieser ist unabhängig von der Richtung des Lichtbogenstromes, kehrt sich dagegen um mit der Richtung des Magnetfeldes. Er misst darum eine elektromotorische Kraft, welche dadurch induziert wird, dass der mit der Geschwindigkeit v begabte leitende Quecksilberdampf magnetische Kraftlinien schneidet.

Ist l der Abstand der Elektroden, H die magnetische Feldstärke, E die induzierte elektromotorische Kraft in Volt, so gilt: $E \cdot 10^8 = H \cdot l \cdot v$. Nun zeigte das Elektrometer in einem Felde von 1850 Gauss zwischen den um 1 cm voneinander entfernten Querelektroden eine Spannungsdifferenz von 0,52 Volt an. Unter der Annahme, dass diese Spannungsdifferenz die ganze im Magnetfelde induzierte elektromotorische Kraft darstellt, berechnet sich als Geschwindigkeit des leuchtenden Quecksilberdampfstrahles $v = 2{,}8 \cdot 10^4$ cm $\cdot$ sec.$^{-1}$.

Der vorstehende Wert für die Geschwindigkeit des Quecksilberdampfstrahles bezieht sich auf einen ungeschichteten Strahl für den Fall des stationären Zustandes des Lichtbogens. Er besitzt keine allgemeine Bedeutung, da v von der Druckdifferenz zwischen Lichtbogen und Kondensationsgefäss abhängt, diese aber durch mehrere von Fall zu Fall verschiedene Faktoren

1) J. Stark und M. Reich, a. a. O.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig, 1902, S. 386.

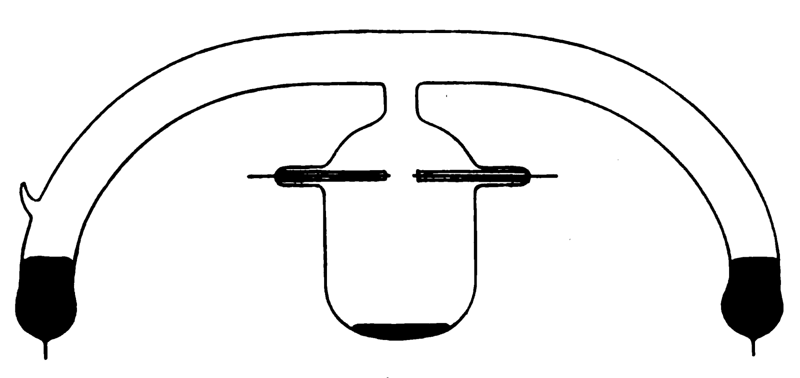


Fig. 4.

bedingt wird. Auch stellt nach meiner Ansicht jener Wert lediglich eine untere Grenze der wirklichen Geschwindigkeit des Dampfstrahles dar. Die vom Elektrometer gemessene Spannungsdifferenz zwischen den Platinelektroden ist nämlich nur ein Teil der induzierten elektromotorischen Kraft. Denn auch der nicht vom leuchtenden Dampfstrahl erfüllte Raum im Kondensationsgefäss besitzt eine geringe Leitfähigkeit, die induzierte elektromotorische Kraft kann darum einen Strom durch ihn erzeugen, so dass das Elektrometer nur eine Klemmspannung misst.

Der beschriebene Versuch sollte lediglich die Erscheinung der Magnetinduktion in bewegtem leitenden Quecksilberdampf nachweisen und einen Anhalt über die Grössenordnung der Geschwindigkeit des Quecksilberdampfstrahles im Kondensationsgefäss liefern. Wie zu erwarten, ist diese von derselben Ordnung wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in Gasen.

Erwähnt sei noch folgende Beobachtung. Der Quecksilberdampfstrahl im Kondensationsgefäss wird durch ein starkes transversales Magnetfeld etwas zur Seite abgelenkt, auch wenn kein elektrischer Strom durch ihn gesandt wird. Die Ablenkung hat die gleiche Richtung wie für positive Elektrizität, welche in der Richtung des Dampfstrahles Geschwindigkeit besitzt.

III.

§ 5. Paradoxes Verhalten des Quecksilberlichtbogens im Magnetfelde. — Der Quecksilberlichtbogen setzt sich aus drei Teilen zusammen, sowohl was seine Lichtemission als was den Abfall der elektrischen Spannung in ihm betrifft. Auf der Anode (flüssiges Quecksilber) sitzt eine hellleuchtende Schicht; diese bedeckt gleichmässig die ganze Anodenoberfläche, falls diese rein ist; der Spannungsabfall beträgt in ihr etwa 7 Volt. An die leuchtende Anodenschicht schliesst sich die positive Lichtsäule; diese reicht bis in die Nähe der Kathode, das Spannungsgefälle in ihr hängt ab von dem Dampfdruck. Die Kathode ist nicht gleichmässig mit Licht bedeckt; sondern auf einer nur kleinen Stelle sitzt ein unten enger nach oben sich erweiternder intensiv leuchtender Lichtbüschel (Fig. 6); zwischen einem Punkte in diesem und der Kathode besteht eine Spannungsdifferenz von etwa 5 Volt; der elektrische Strom tritt, wie ich an anderer Stelle[1]) dargelegt habe, zum grössten Teile in der Basis des Lichtbüschels von dem flüssigen in das dampfförmige Metall über.

Durch ein transversales Magnetfeld wird sowohl die leuchtende Anodenschicht, wie die positive Lichtsäule des Quecksilberlichtbogens in dem gleichen Sinne wie ein gewöhnlicher stromdurchflossener Leiter abgelenkt und an die Glaswand gedrängt. Auch der auf der Kathode sitzende Lichtbüschel wird in seinem oberen Teile in dem gleichen Sinne abgelenkt; seine Wurzel jedoch wird in entgegengesetzter Richtung verschoben bis zur Glaswand; hier gräbt sie sich zwischen dieser und dem flüssigen Quecksilber ein, um so tiefer, je stärker das Magnetfeld ist (Fig. 5 und 7).

1) J. Stark, Verhandl. d. D. Physik. Ges. 5, 87, 1903.


Fig. 5.

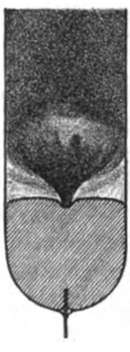

Fig. 6.


Fig. 7.

§ 6. Erklärung der Erscheinung. — Der auf der Kathode sitzende Lichtbüschel gräbt in diese eine mehrere Millimeter tiefe Grube. Aus deren Boden treten die Stromlinien aus; an der Seitenfläche der Grube steigen im flüssigen Quecksilber einige Stromlinien zu dem Boden der Grube nieder. Durch ein transversales Magnetfeld werden diese Stromlinien in entgegengesetzter Richtung wie die Stromlinien im Dampfraum abgelenkt. Indes ist dies nicht die Ursache für die Ablenkung der Wurzel des kathodischen Lichtbüschels. Die ablenkende Kraft auf die wenigen im flüssigen Quecksilber niedersteigenden Stromlinien ist zu klein. Ich brachte in der Achse eines Glasröhrchens in 1 mm Abstand von der Glaswand einen 1 mm starken Kupferdraht an; dieser war an dem einen Ende durch einen gut schliessenden Stopfen gehalten, an dem anderen offenen Ende trat er 2—3 mm aus dem geöffneten Glasrohr hervor und tauchte in Quecksilber, das wie in Fig. 5—7 in einem 2—3 cm weiten, unten mit Zuleitung versehenen Rohre angebracht war. Durch ein seitliches Rohr wurde mittels eines Gebläses Luft durch das vertikale Rohr an dem Kupferdraht entlang gegen das Quecksilber geblasen, so dass in dieses rings um den Kupferdraht herum eine 2—3 mm tiefe Grube entstand. Durch das Quecksilber wurde von unten durch den Kupferdraht nach oben ein 2—8 Ampère starker Strom gesandt. Wurde senkrecht zu

dessen Richtung ein bis zu 3000 Gauss starkes Magnetfeld erregt, so war keine deutliche Ablenkung der Seitenwände der Grube wahrzunehmen.

Dadurch, dass der Gipfel des kathodischen Lichtbüschels beispielsweise nach der rechten Seite (Fig. 5) abgelenkt wird, wird hier die Oberfläche des Quecksilbers stärker erwärmt als auf der linken Seite. Dies hat zwei Folgen. Rechts wird einmal die Oberflächenspannung kleiner als links; infolgedessen zieht sich die linke Seite der Quecksilberoberfläche nach links hin zusammen. Sodann wird auf der rechten Seite mehr Dampf aus der flüssigen Oberfläche entwickelt; infolgedessen entsteht auf der rechten Seite ein etwas höherer Dampfdruck und damit eine nach links gerichtete Dampfströmung. Indes auch diese beiden Ursachen reichen quantitativ nicht aus, um die paradoxe Ablenkung der Wurzel des kathodischen Lichtbüschels hervorzurufen. Wählt man nämlich den Querschnitt des Gefässes an der Kathode gross und die Glaswand dünn und erhitzt man das Quecksilber an einer Stelle seines Randes von aussen, macht also hier künstlich die Oberflächenspannung kleiner, den Dampfdruck grösser, so ist keine bleibende Ablenkung des Lichtbüschels nach der diagonal entgegengesetzten Seite wahrzunehmen, auch wenn man das Quecksilber einseitig bis zum Kochen erhitzt.

Die wahre Ursache der scheinbar gesetzwidrigen magnetischen Ablenkung des kathodischen Lichtbüschels dürfte in folgendem zu suchen sein.

Entsprechend dem Kathodenfall von 5 Volt und der kleinen Strombasis ist die elektrische Arbeit in der Wurzel des Lichtbüschels für die Flächeneinheit sehr gross. Der Strom positiver Elektrizität oder die positiven Ionen führen auf einen kleinen Bezirk der flüssigen Oberfläche eine grosse Menge kinetischer Energie; da wo sie auftreffen, erwärmt sich diese so hoch, dass sie einen Dampfstrahl, den Lichtbüschel emporsendet. Die Basis des Lichtbüschels ist also identisch mit der Auftreffstelle der nach der Kathode strömenden positiven Ionen.

Die positiven Stromlinien mögen im Magnetfelde Null vertikal von oben nach unten laufen, sie treten dann normal in die kathodische Quecksilberoberfläche. Ist ein Magnetfeld in horizontaler Richtung vorhanden, so wird in dem Stiel des Lichtbüschels aus zwei Gründen eine horizontale, zum Magnetfelde normale elektromotorische Kraft induziert, welche die positiven Ionen (nach links in Fig. 5, nach rechts in Fig. 7) in horizontaler Richtung, entgegengesetzt zur magnetischen Ablenkung der Stromlinien zur Seite treibt. Dadurch gewinnen die positiven zur Kathode niederfliegenden Ionen eine horizontale nach links bez. rechts gerichtete Geschwindigkeitskomponente; sie treffen nunmehr die Quecksilberoberfläche nicht mehr normal, sondern schief, und infolgedessen wird ihr Auftreffpunkt und damit die Basis des Lichtbüschels nach links bez. rechts verlegt. Dieser Vorgang spielt sich so lange ab, bis der Lichtbüschel die Wand erreicht hat; hier bleibt er dann stehen.

Die zwei Gründe, aus denen in dem Stiele des Lichtbüschels eine horizontale elektromotorische Kraft im Magnetfeld induziert wird, sind folgende. *Erstens stellt der Lichtbüschel leitenden, nach aufwärts bewegten Quecksilberdampf dar; wird aber leitender Quecksilberdampf normal zu magnetischen Kraftlinien bewegt, so wird in ihm, wie wir oben gesehen haben, auf Grund der mechanischen Strömung eine elektromotorische Kraft induziert. Zweitens wird auf Grund der elektrischen Strömung eine Hallsche Spannungsdifferenz in dem Stiel des Lichtbüschel induziert, welche einen elektrischen Strom bedingt*, der die positiven Ionen im Lichtbüschel in Fig. 5 von rechts nach links, in Fig. 7 von links nach rechts treibt. Es ist nämlich anzunehmen, dass im Quecksilberlichtbogen entsprechend seiner hohen Temperatur ebenso wie in heissen Flammen die Geschwindigkeit der negativen Ionen beträchtlich grösser ist als diejenige der positiven.

Göttingen, Februar 1903.

(Eingegangen 30. März 1903.)

Weitere Versuche zur Frage: „Bewirken radioaktive Substanzen eine Absorption von Gravitationsenergie"?

Von Carl Forch.

Herr R. Geigel hat in einer Entgegnung[1]) auf meine Bemerkung[2]) zu seiner Abhandlung[3]) über die Absorption von Gravitationsenergie durch radioaktive Substanz darauf hingewiesen, dass die von ihm gefundenen Gewichtsabnahmen am stärksten auftreten, falls die Substanz kurze Zeit vor der Messung geschüttelt bezw. umgerührt wurde. Er veranlasst mich durch eine diesbezügliche Bemerkung auch dem Teil seiner Abhandlung, in welchem er den Einfluss des Umrührens bezw. Schüttelns der radioaktiven Substanz auf deren entladende Wirkung beschreibt, näher zu treten; ich hatte dies früher unterlassen, da die betr. Versuche von ihm s. Z. als vorläufige bezeichnet waren.

1) Diese Zeitschrift **4**, 353, 1903.
2) Diese Zeitschrift **4**, 318, 1903.
3) Ann. d. Physik (4) **10**, 429, 1903.

Auf ein Aluminiumblatt-Elektroskop wurde statt der Kugel eine Platte geschraubt und im Abstand von ca. 20 mm dieser eine zweite gleichgrosse zur Erde abgeleitete Platte gegenübergestellt. Die Luft zwischen diesem Kondensator wurde durch die auf die untere Platte gesetzte radioaktive Substanz ionisiert und die Entladung durch Beobachtung des Ausschlages in Intervallen von je 1/4 Minute ermittelt. Die radioaktive Substanz (Radium der Société centrale de produits chimiques-Paris) war in Glasröhrchen eingeschlossen und hatte ein Volumen von etwa 0,7 cm³. Sie wurde unmittelbar vor dem Einbringen in den Kondensator etwa 40 Sekunden kräftig geschüttelt. Die Teilung des Elekroskops (1 Teil = 100 Volt) konnte nur bis etwa 450 Volt verifiziert werden. Die angegebenen Werte mögen von den wahren ziemlich abweichen; es ist deshalb die abgelesene Anfangsspannung mit aufgeführt, da keine Gewähr für die völlige Richtigkeit der Teilung geleistet werden kann. Die Zeit giebt an, wieviel Minuten seit Einfügen in den Kondensator verflossen waren.

Zeit	Anfangsspannung	Spannungsabfall in der Minute
2 Min.	6200 Volt	3600 Volt
4 „	7200 „	3700 „
7 „	7700 „	4200 „
26 „	7300 „	3900 „
28 „	6500 „	3600 „
30 „	6500 „	3500 „
60 „	9000 „	4200 „
63 „	7500 „	3600 „
65 „	8500 „	3600 „
280 „	8000 „	4200 „
283 „	7400 „	3900 „
286 „	6200 „	3500 „

Irgend welcher mit der Zeit wieder verschwindende Einfluss des Schüttelns auf die entladende Wirkung des Radiums kann aus diesen Versuchen nicht abgeleitet werden. Da aber immerhin die Möglichkeit angenommen werden musste, dass die Wirkung des Schüttelns eine sehr kurz andauernde sei, wurde der Versuch in der Weise abgeändert, dass das Radium während der Entladung zwischen den Kondensatorplatten geschüttelt wurde. Das Glasröhrchen wurde zu diesem Zwecke auf die horizontal gelegte Achse einer Schwungmaschine befestigt und mit einer Geschwindigkeit von 1 bis 5 Touren in der Sekunde gedreht. Es erfolgte so ein heftiges Umrühren der grobkörnigen Substanz. Es wurde unmittelbar nacheinander die Entladung bei ruhendem, rotierendem und nochmals bei ruhendem Radium bestimmt. Der Spannungsabfall betrug hierbei in je 45 Sekunden:

in der Ruhe:	1800 Volt
	2000 „
	1700 „
in der Bewegung:	1700 „
	1800 „
	1900 „
in der Ruhe:	1700 „
	1800 „
	1800 „

Auch diese Versuche ergeben mithin keinen Einfluss der Neubildung der Oberfläche auf die entladende Wirkung. Trotzdem wurden der Aufforderung Herrn G's. entsprechend die Wägungsversuche in der von ihm vorgeschlagenen Anordnung wiederholt. 14,2 gr Radium von de Haën befanden sich in einem niederen Glasschälchen von 45 mm Durchmesser, das sie ca. 4—5 mm hoch anfüllten. In dem beschriebenen Kondensator ergaben sie pro Minute einen Spannungsabfall von etwa 6000 Volt. An der benutzten Wage war ein kleiner Spiegel angebracht worden, so dass mit Fernrohr und Skala abgelesen und dadurch bei einer Schwingungsdauer von 13 Sekunden eine Empfindlichkeit von etwa 37 mm für 1 mgr erreicht werden konnte. Um Temperaturschwankungen möglichst zu vermeiden, war die Heizung des Beobachtungsraumes schon einige Tage vor Beginn der Messungen abgestellt und blieb es während der ganzen Dauer der Messungen. Das Gefäss mit Radium stand schon mehrere Stunden vor den Wägungen im Wagekasten. Die Beobachtungen erfolgten genau so wie früher angegeben.

I. Radium mit Platinspatel umgerührt; Wägungen sofort begonnen, nach 23 Minuten beendet.

Differenz der Einstellungen bei „Radium-Links" bezw. „Radium-Rechts" in Skalenteilen

$L—R = +0,86, +0,61, 0,93$

Mittel: $+0,80$ d. h. $-0,022$ mgr.

II. Wage und Radium stehen eine weitere halbe Stunde unberührt; auch nicht gerührt. 5 weitere (Doppel-)Wägungen.

$L — R: = +0,54, +0,66, +0,84.$

Mittel $+0,68$, d. h. $-0,018$ mgr.

Es war also durch diese im ganzen 20 Wägungen eine Gewichtsabnahme in dem von Herrn Geigel behaupteten Sinne konstatiert worden, und zwar im Betrage von 0,02 mgr, allerdings ohne Bestätigung des von ihm gefundenen Einflusses des Umrührens. Es fragt sich nur, ob sich diese Gewichtsabnahme nicht anders deuten lässt. — Auf beiden Seiten der Wage war diesmal zusammen 260 gr Blei aufgehängt. Das Volumen desselben beträgt rund 23 cm³, der Auftrieb mithin 28 mgr. Eine Änderung dieses Auftriebes um 1/1400 würde also hinreichen, um die erfolgte Gewichtsab-

nahme zu erklären. Die benutzte Substanz roch merklich nach Brom, gab also Bromdampf ab. Da Brom aber die Dampfdichte 5,54 hat, so würde es zu einer Änderung des Auftriebes um 0,02 mgr genügen, wenn rund $^1/_{7000}$ der das Bleistück umgebenden Luft durch Brom ersetzt wäre: eine Möglichkeit, die jedenfalls nicht bestritten werden kann. Dieselbe liess sich im vorliegenden Falle auf zwei Arten prüfen. Einmal dadurch, dass man das Radium bedeckte und ferner dadurch, dass man statt des Bleies einen Körper von weit grösserem Volumen und geringerem Gewicht nahm.

III. Radium gerührt wie oben; alsdann mit Glasplatte bedeckt. Wägungen sofort begonnen und nach 25 Min. beendet.

$L - R = -0{,}28, \ -0{,}14, \ -0{,}32 \ S.T,$

Im Mittel $-0{,}25$, d. h. $+0{,}007$ mgr.

IV. Eine Stunde später; abermals gerührt und bedeckt.

$L - R = -0{,}04, \ -0{,}10, \ -0{,}07 \ S.T.$

Im Mittel $-0{,}07$, d. h. $+0{,}002$ mgr.

Aus beiden Versuchen würde eine Gewichtszunahme bei bedeckter radioaktiver Substanz von etwa 0,005 mgr, d. h. relativ zur Gesamtbleimasse von $^1/_{52000000}$ folgen. Zur Erklärung dieser Abweichung (falls sie nicht in Ablesefehlern begründet ist) würde eine Verkleinerung des Auftriebes um $^1/_{5600}$, also eine Erwärmung der Luft in der Nähe des Bleistückes um $^1/_{20}{}^0$ genügen. Wenn auch die Substanz vor den Versuchen schon stundenlang im gleich temperierten Zimmer im Wagekasten gestanden hat und der zum Umrühren benutzte Spatel ebenfalls, so ist die Möglichkeit von Temperaturdifferenzen von $^1/_{10}{}^0$ bis $^1/_5{}^0$ nicht von der Hand zu weisen und diese erklären die beobachteten Abweichungen ohne Zwang.

Es wurden ferner die Bleistücke durch zwei Glaskugeln von zusammen 360 cm³ Volum und 37 gr Gewicht ersetzt. Die Empfindlichkeit der Wage betrug 46 mm für 1 mgr.

V. Radium gerührt; unbedeckt;

$L - R = +0{,}90, \ +1{,}36, \ +1{,}32;$

im Mittel $+1{,}19$, d. h. $-0{,}025$ mgr.

VI. Radium steht unberührt 1 Stunde; unbedeckt.

$L - R = +0{,}30, \ +2{,}36, \ +4{,}22;$

im Mittel $+2{,}29$ d. h. $-0{,}05$ mgr.

Dass diese Versuche mit Körpern von einem 14mal grösseren Volumen bei nur $^1/_8$ des früheren Gewichtes eine geringere Genauigkeit als die Wägungen mit den Bleistücken ergeben würden, war vorauszusetzen. Sie zeigen aber trotzdem sehr deutlich, wo die eigentliche Ursache der bei offenem Gefässe beobachteten Gewichtsabnahme zu suchen ist.

Nach allem muss ich meine frühere Behauptung in völliger Übereinstimmung mit den von anderer Seite veröffentlichten Versuchen [1]), dass das von mir benutzte de Haënsche Radium keine Gewichtsabnahme von der Grössenordnung $^1/_{25000000}$ bewirke, aufrecht halten.

1) W. Kaufmann, Ann. d. Physik (4) **10**, 894, 1903.

Darmstadt, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule.

(Eingegangen 26. März 1903.)

Versuche zur Teilung des Wechselstromes.

Von G. Benischke.

Vor etwa anderthalb Jahren begann ich mit Versuchen über die Trennung des Wechselstromes in zwei gleichgerichtete Ströme durch ein magnetisches Feld. Die Anregung dazu gab die bekannte Erscheinung, dass ein Wechselstromlichtbogen, der sich in einem gleichgerichteten magnetischen Felde befindet, zwei Fackeln zeigt, die in einer zur Kraftrichtung senkrechten Ebene liegen. Es wurden nun an Stelle der einen Kohle zwei halbe (Fig. 1 und 2) verwendet, die durch Glimmer

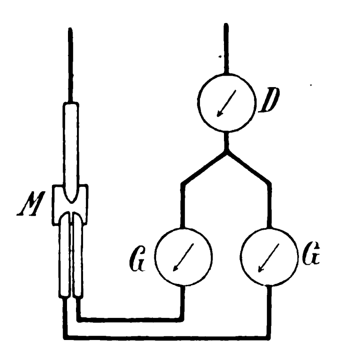


Fig. 1.

voneinander isoliert waren, und jede mit einer Zuleitung versehen, die zu einem Drehspulen-Ampèremeter G führte, das nur gleichgerichtete Ströme anzeigt. Hinter diesen Instrumenten vereinigen sich die beiden Zweigströme wieder und werden durch ein dynamometrisches Zeiger-Ampèremeter D geleitet. M ist ein Pol des Gleichstromelektromagnetes, der die Zerlegung des Lichtbogens in zwei Fackeln bewirkt. Bei genügender Stärke seines Feldes gelingt es, den Wechselstrom so zu teilen, dass die Summe der Angaben der beiden Gleichstromampèremeter ungefähr zwei Drittel der Angaben des Dynamometers ausmachen. Derselbe Versuch ist im Juli vorigen Jahres von Morse und Cushmann in „Electrical World and Engineer" Bd. 40, S. 85 mitgeteilt worden, wobei die Stromstärke in einem Zweige die Hälfte des Wechselstromes gewesen sein soll. Sie hatten aber nur in einem der Zweige ein

Gleichstromampèremeter, und die Versuche zeigen, dass die Gleichströme in den beiden Zweigen keineswegs gleich stark sind, sondern bald im einen, bald im anderen überwiegen. Verwendet man Dochtkohlen oder sogenannte Effektkohlen, so zeigen die Gleichstromampèremeter bereits Ausschläge, auch wenn das magnetische Feld und eine Trennung der Fackeln noch

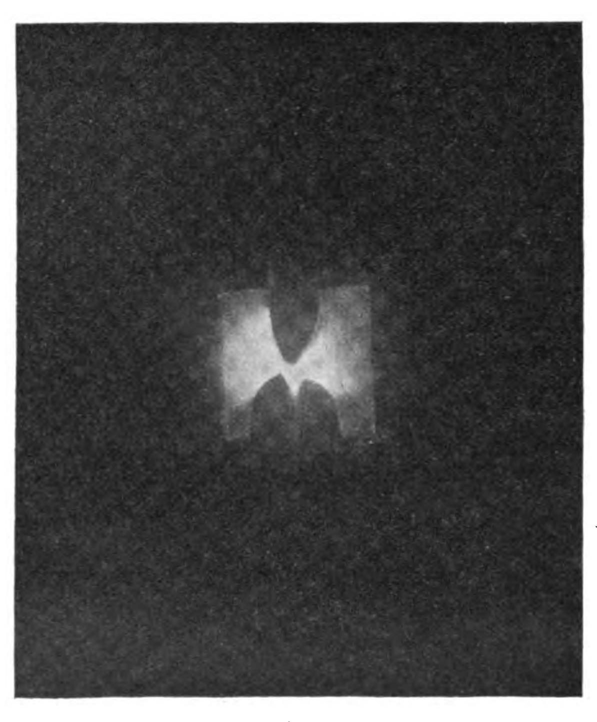


Fig. 2.

nicht vorhanden ist, weil durch die Beimengungen dieser Kohlen eine unsymmetrische Verzerrung der Wellenform des Wechselstromes im Lichtbogen verursacht wird.

Die von den Gleichstromampèremetern hier angezeigten Werte sind übrigens keine Ampère im Sinne eines konstanten Stromes oder des quadratischen Mittelwertes eines symmetrischen Wechselstromes.

Mit der beschriebenen Anordnung ist aber praktisch (Ladung von Akkumulatoren, Selbsterregung von Wechselstrommaschinen u. dgl.) nichts anzufangen, weil der Lichtbogen 40—60 Volt verbraucht und in dem starken magnetischen Felde einen sehr unsicheren Bestand hat. Ich versuchte daher eine ähnliche Trennung in einem metallischen Leiter zu erreichen, und benutzte dazu ein Kupferblech mit Anschlussdrähten nach Fig. 3. Es war aber selbst bei einem magnetischen Felde von etwa 4 facher Stärke des beim Lichtbogen angewendeten keine Spur einer Teilung des Wechselstromes wahrzunehmen, ebensowenig in einer mit ähnlichen Stromanschlüssen versehenen Zelle (Fig. 4),

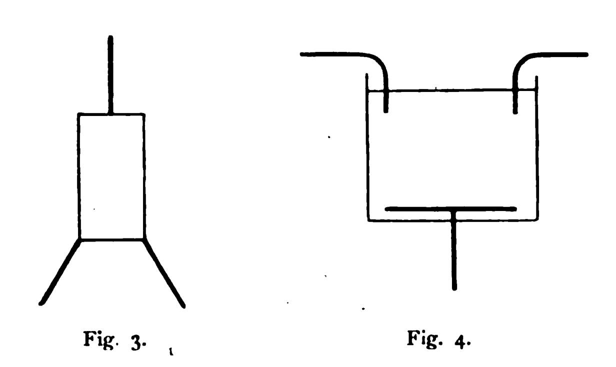


Fig. 3. Fig. 4.

die mit Kupfervitriollösung oder mit Quecksilber gefüllt war. Versuche mit einer Quecksilberlampe in der Lummerschen Anordnung, aber mit drei Elekroden führten ebenfalls zu keinem Resultat. Mit niedrig gespanntem Wechselstrom kann bekanntlich überhaupt kein Lichtbogen unterhalten werden und ausserdem wird überhaupt der Gleichstromlichtbogen der Quecksilberlampe von einem magnetischen Felde nur wenig beeinflusst. Da also praktische Ergebnisse nicht zu erzielen waren, habe ich die Sache nicht weiter verfolgt; sie ist aber interessant mit Hinblick auf die verschiedene Art der Elektrizitätsleitung im gewöhnlichen Lichtbogen und in elektrolytischen oder metallischen Leitern oder im Quecksilberlichtbogen.

Berlin, April 1903.

(Eingegangen 12. April 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Rechentafel: System Proell. In neu verbesserter Ausgabe. Dresden-A. (Wittenberger Strasse 70), Heinr. Putscher. M. 3.—

Von Dr. R. Proells Ingenieurbureau wird eine neue Rechentafel in den Handel gebracht, welche bestimmt ist, den gewöhnlichen Rechenschieber zu verbessern. Sie erlaubt wie dieser, Multiplikation, Division, Potenzieren und Wurzelziehen leicht auszuführen. Besonders einfach gestaltet sich noch die Berechnung der Kubikwurzel. Die Verbesserung gegenüber dem gewöhnlichen Rechenschieber ist dadurch erreicht, dass die wirksame Länge der logarithmisch geteilten Skala bedeutend vergrössert ist, so dass die zu erreichende Genauigkeit des Resul-



tats steigt. Eine Skala von 1 m 20 cm Länge ist in 10 Teile geteilt und die einzelnen Teile sind anstatt nebeneinander auf einer Tafel übereinander angebracht. Die Tafel besteht demgemäss aus einer Untertafel und einer durchsichtigen Obertafel, die auf dieser verschoben wird. An Stelle der Verschiebung der Skala, um den zehnten Teil bei dem Rechenschieber tritt hier also ein Aufrücken der Obertafel um eine Zeile.

Hervorzuheben ist noch der billige Preis von 3 Mark und das handliche Format der Tafel, die leicht in der Tasche mitzuführen ist.

Benachteiligt ist die Proellsche Rechentafel durch eine etwas unbequemere Handhabung und dadurch, dass ihr der Läufer zur Festhaltung einer Zahl fehlt.

Die Tafel ist von der Firma Heinrich Putscher, Dresden, Wittenberger Str. 70, zu beziehen. H. Schwienhorst.

(Eingegangen 1. März 1903.)

Astronomischer Jahresbericht. Mit Unterstützung der Astronomischen Gesellschaft herausgegeben von W. F. Wislicenus. III. Band, enthaltend die Litteratur des Jahres 1901. gr. 8. XXXII u. 671 S. Berlin, Georg Reimer. 1902. M. 20.—

Der vorliegende dritte Band des Astronomischen Jahresberichtes enthält die Litteratur des Jahres 1901 und ist im wesentlichen in gleicher Weise abgefasst wie seine Vorgänger. Die Anzahl der Einzelreferate hat auch in diesem Bande noch etwas zugenommen, was in der Natur der Sache liegt und in diesem Jahre besonders durch die vielen Mitteilungen über den neuen Stern im Perseus veranlasst worden ist; ja, würde das Phänomen nicht eingetreten sein, so wäre eine Verminderung der Referate zu verzeichnen gewesen. Durch das Zusammenfassen von kleineren Einzelmitteilungen über denselben Gegenstand von demselben Verfasser hat die Übersichtlichkeit des Berichtes nur gewonnen.

Wie in den früheren Bänden ist auch hier der Herausgeber wieder mit grosser Sorgfalt bemüht gewesen, völlige Objektivität in den Referaten herrschen zu lassen, was in manchen Fällen recht schwierig sein mag, namentlich wenn doch hie und da nicht vermieden werden soll, den Leser merken zu lassen, wes Geistes Kind das fragliche Werk ist. Durch die Mitarbeiterschaft einiger spezieller Fachleute resp. Ausländer ist auch in dieser Richtung die Vollständigkeit der einschlägigen Litteratur sehr nahe gewährleistet. So mag denn auch dieser III. Band mit Recht als ein neuer Beweis für die Sorgfalt des Herausgebers sowohl, als für die Regsamkeit der astronomischen Forscher gelten.

L. Ambronn.

(Eingegangen 2. Januar 1903.)

August Krisch, Astronomisches Lexikon. Auf Grundlage der neuesten Forschungen, besonders der Ergebnisse der Spektralanalyse und der Himmelsphotographie herausgegeben und bearbeitet. gr. 8. VI u. 629 S. mit 327 Abbildungen. Wien, A. Hartleben. 1902. Gebunden M. 12.50.

Gewissermassen im Anschluss an den vor einigen Jahren in gleichem Verlage erschienenen „Atlas der Himmelskunde" ist das vorliegende „Lexikon" zusammengestellt.

Wenn der Atlas die neuesten Forschungsergebnisse in sachlicher, durch einen reichen Bilderschmuck erläuterter Darstellung dem Liebhaber der Sternkunde vorführt, so thut dieses das „Lexikon" in alphabetischer Reihenfolge. Wir besitzen in der Astronomie ein solches Werk noch nicht, wenn man von den kurzgefassten Büchern von Gretschel und von Drechsler absieht, und es würde daher nur mit Freuden begrüsst werden können, wenn das vorliegende Werk noch etwas eingehender und mit grösserer Sachkenntnis abgefasst worden wäre. Aber auch in der gegenwärtigen Gestalt, die wesentlich für den Liebhaber der Astronomie bestimmt ist, kann das Buch besonders wegen seiner zahlreichen Illustrationen, die meist dem „Atlas" entnommen sind, als wertvolles Nachschlagebuch durchaus empfohlen werden. Es kann an dieser Stelle auf Einzelheiten nicht eingegangen werden, sonst würden wohl einige Flüchtigkeiten zu rügen sein, die aber, wie schon bemerkt, den Wert des Ganzen nicht beeinträchtigen.

An den eigentlichen lexikographischen Teil schliessen sich noch eine Reihe von Tabellen an; so eine genaue Zusammenstellung der bis zum Jahre 1902 entdeckten „Kleinen Planeten" und ihrer Bahnelemente, der Kometen, die bis Mitte 1901 beobachtet und berechnet worden sind, sowie speziell eine Zusammenstellung der bis jetzt bekannten periodischen Kometen, welche in mehr als einer Sonnennähe beobachtet werden konnten. — L. Ambronn.

(Eingegangen 2. Januar 1903.)

Hermann Hoernes, Lenkbare Ballons. Rückblicke und Aussichten. gr. 8. XII u. 359 Seiten, mit 84 Figuren im Text, 6 lithographierten Tafeln und zahlreichen Tabellen. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1902. M. 15.—.

Unter den Fachleuten, die vom wissenschaftlichen Standpunkte aus die Lösung der Luftschiffahrtsfrage versuchen, herrschte in den letzten Jahren entschieden eine pessimistische Auffassung vor. Man glaubte zwar, dass es bei geeigneter Wahl der Form und Grösse eines Luftschiffes gelingen würde, einige wenige

Personen mit einer Schnelligkeit von höchstens 10 m per Sekunde gegen die Luftbewegung zu tragen, bezweifelte jedoch, dass sich das Luftschiff als Verkehrs- und Transportmittel jemals bewähren würde.

H. Hoernes, Hauptmann im k. u. k. Eisenbahn- und Telegraphenregimente, ist allgemein als Autorität sowohl in aërostatischer, als auch rein dynamischer (aviartischer) Luftschiffahrt anerkannt. Er beschränkt sich diesmal auf erstere und bezweckt, mit alten Vorurteilen und falschen Ansichten zu räumen sowie die Aussichten der Aëronautik unter Berücksichtigung aller bisherigen Versuche auf rein rechnerischer Grundlage zu diskutieren.

Einer ausführlichen Besprechung der beachtenswerten Versuche und kurzen Hinweisen auf alle übrigen, soweit sie bekannt geworden sind, folgen meteorologische Untersuchungen des Windes und Erörterungen seines Einflusses auf die Ballonbahn. Es geht daraus hervor, dass ein Ballon mit 14 m (pro Sekunde) Eigenbewegung bei 95 Proz. aller Fälle gegen den Wind aufkommen kann.

Die folgenden Kapitel enthalten die Berechnungen von drei Ballontypen. Die erste hat die Form eines abgestumpften Kegels mit halbkugelförmigen Grenzflächen, bei der zweiten ist die hintere Grenzfläche ogival angenommen, die dritte kann man sich durch Rotation eines Kreissegments um die Sehne entstanden denken (der Verfasser spricht von „sphäroidischen Ballons“).

Bei allen drei Typen werden nun die Annahmen der Grössen- und Gewichtsverhältnisse sowie die Geschwindigkeitsforderung stark variiert und untersucht, wie dabei sich die „relativen Ballongewichte“ verhalten. So werden einzeln das relative (d. h. auf ein Kubikmeter des Traggases bezogene) Gewicht der Hülle, des Traggerüstes, des Motors, der Nutzlast und des gesamten Ballons betrachtet und ihr Einfluss auf die Geschwindigkeit der Fortbewegung nach den in der Aëronautik üblichen Formeln berechnet. Die Resultate (die Rechnungen selbst sind nicht mitgeteilt) werden durch zahlreiche Tabellen und Kurven veranschaulicht und zeigen übereinstimmend, dass die relativen Ballongewichte mit grösserem Volumen abnehmen, der Bau grosser Ballons also am vorteilhaftesten ist. Diese können sogar Schnelligkeiten von mehr als 15 m mit den Mitteln der modernen Technik erreichen.

Damit ist eine bedeutsame Anregung gegeben, die jedenfalls eine neue schaffensfrohe Ära der „Lenkbaren Luftschiffahrt“ zur Folge haben wird. Nach den Ausführungen des Verf.'s soll sogar der Transport grösserer Lasten auf diese Weise lohnend gemacht werden können, was gerade bisher immer bestritten ist.

Entgegenstehende Ansichten sucht Verf. zu widerlegen. Insbesondere stellt er dem Einwurfe, dass ein Stoffballon so grosse Geschwindigkeiten nicht aushalten könne, die Thatsache entgegen, dass der Parseval-Sigsfeldsche Drachenballon schon Windgeschwindigkeiten von 25 m widerstanden habe. Zuletzt vervollständigt er seine Darlegungen durch Ausführungen über Stabilität grosser Ballons, Motoren und andere Einzelheiten. — Ein Anhang mit Erläuterungen und Litteraturnachweis trägt sehr zur Übersichtlichkeit bei.

Das Werk ist — ausser den darin enthaltenen neuen Ideen und Anregungen — aus dem Grunde von besonderer Wichtigkeit, weil es dem nutzlosen, ja sogar schädlichen „Spintisieren“ in Lenkbarkeitsfragen ein Ende zu machen sucht, indem es dazu beiträgt, die Fachleute an die Behandlung dieser hochwichtigen Probleme auf exakter Grundlage zu gewöhnen.

Göttingen, den 20. Januar 1903.

F. Linke.

(Eingegangen 22. Januar 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der bisherige Hilfslehrer für höhere Mathematik am Eidgen. Polytechnikum in Zürich, Honorarprofessor Dr Arthur Hirsch, zum o. Professor, der Assistent des physikalischen Laboratoriums G. Luboslawsky zum a. o. Professor der Physik und Meteorologie des Forstinstituts in St. Petersburg, der Beobachter des magnetischen und meteorologischen Observatoriums in Pawlowsk (bei St. Petersburg) W. Schiptschinsky zum Assistent des physikalischen Laboratoriums in St. Petersburg.

Dem Observator am Astrophysikalischen Observatorium bei Potsdam Alexander Biehl und dem Assistenten am physikalischen Institut in Marburg Dr. phil. Karl Schaum (Physikalische Chemie) ist der Professorentitel verliehen worden.

Die Kais. Leopoldinisch-Karolinische deutsche Akademie der Naturforscher hat den leitenden Chemiker der Chininfabrik Buchler & Co. in Braunschweig, Dr. Friedrich Giesel, als Mitglied und die Königliche Akademie der Wissenschaften in Göttingen den a. o. Professor für Geophysik Dr. Emil Wiechert-Göttingen zum o. Mitglied ihrer mathematisch-physikalischen Klasse aufgenommen. Die goldene Medaille der Royal Astronomical Society zu London ist Professor Dr. Hermann Strupe-Königsberg verliehen worden als Anerkennung für seine zahlreichen Beobachtungen und umfassenden Berechnungen über die Bewegungen der Saturnsmonde.

Dr. Theodor Weyl, Privatdozent an der Technischen Hochschule in Berlin, folgte einer Einladung des Fürsten von Monaco, um im Anschluss an das Musée océanographique ein chemisches Laboratorium einzurichten.

Gestorben sind am 2. Februar auf den Kerguelen an Beriberi das Mitglied des deutschen Südpolunternehmens der Meteorologe Enzensperger, der früher auf der Wetterwarte der Zugspitze thätig war, am 28. März in Kopenhagen der Meteorologe G. A. Rung, zweiter Direktor des meteorologischen Instituts, am 3. April der o. Professor der Geodäsie an der Universität in Wien, Honorardozent für höhere Geodäsie an der Hochschule für Bodenkultur, K. und K. Oberst des Ruhestandes, Dr. phil. hon. causa Heinrich Hartl im 64. Lebensjahre.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 16. | 15. Mai 1903. | 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 17 am 20. Mai 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Parma (Direktor P. Cardani).

No. 8[1]: P. Cardani, Direkte Bestimmung der Poissonschen Beziehung in Drähten.

Eine kurze Bemerkung gleichen Inhalts mit vorliegender Arbeit ist bereits im Bericht über die fünfte Zusammenkunft der Italienischen physikalischen Gesellschaft in dieser Zeitschrift[2]) veröffentlicht worden. Abgesehen davon, dass die damals von mir veröffentlichten Resultate noch keine endgültigen waren, weil verschiedenartige Fehlerquellen ausgeschaltet und einige Elastizitätserscheinungen, welche mit der Dehnung verbunden sind, klargestellt werden mussten, so scheint es mir auch wegen des Interesses, das der Gegenstand beansprucht, richtig, meine abschliessenden Resultate vorzulegen.

Die direkte Bestimmung des Poissonschen Verhältnisses σ in Drähten bei ausreichend kleinen Längenänderungen wird durch die Formel gegeben:

$$\sigma = {}^1/_2 \left\{ 1 - \frac{w}{\lambda \pi R^2} \right\}.$$

w bedeutet die Volumänderung, welche der Draht mit dem Radius R bei der Längsdilatation λ erleidet. Während nun die Messung von λ keinerlei Schwierigkeit bietet, finden sich deren viel ernstlichere bei der Messung von w, weil die Volumänderungen meist nur sehr klein sind. Die direkten Methoden zur Bestimmung von σ haben stets zweifelhafte Resultate ergeben, von der klassischen Methode von Cagniard-Latour bis zu den neuesten von Littmann, Götz und Kurz; man hat darum die Grösse von σ auf indirekte Weise zu ermitteln gesucht; aber trotzdem sind die von verschiedenen Forschern erlangten Resultate so voneinander abweichend, dass die Vermutung nahe liegt, die Grösse von σ sei nicht nur bei allen homogenen Substanzen nicht die gleiche, sondern sogar bei verschiedenen Proben von ein und derselben Substanz sei sie verschieden gross.

Bei vorliegenden Untersuchungen habe ich die direkte klassische Bestimmungsmethode von σ für Drähte wieder aufgenommen, schaltete jedoch Fehlerquellen, welche die Resultate beeinflussen, aus. Zu diesem Zwecke suchte ich:

1. sehr lange Drähte anzuwenden, sodass ich eine ausreichende Grösse für w erzielte;

2. liess ich die Volumänderungen des Drahtes in einem hermetisch verschlossenen Gefäss von genau konstanter Kapazität vor sich gehen. Dieses Gefäss enthielt eine Flüssigkeit und kommunizierte mit einer graduierten, sorgfältig kalibrierten Kapillare, sodass man die Volumänderungen mit absoluter Genauigkeit an den Verschiebungen des Flüssigkeitsmeniskus in der Kapillare erkennen konnte.

Um diese Bedingungen zu erfüllen, stellte ich die Röhre, welche den Draht und die messende Flüssigkeit enthielt, in den inneren Hohlraum der grossen Wendeltreppe, welche in das dem Physikalischen Institut angegliederte Observatorium führt; so waren die Versuchsdrähte über 23 Meter lang.

Die Röhre, aus dickwandigem Eisen, bestand nur am untersten Ende aus Messing; damit nun während der Dehnung des Drahtes keine Veränderungen in der inneren Kapazität der Röhre entstünden, war das unterste Ende der Röhre mit starken stählernen Ankern an einen sehr kräftigen eisernen Träger befestigt, der in den Boden eingemauert war, das obere Ende war starr mit dem Fussboden des Observatoriums verbunden, in dem die Messungen stattfanden. Durch geeignete äussere Drucke in der Richtung der Achse der Röhre habe ich mich von der Konstanz der Kapazität überzeugt.

Durch den Grund der Röhre ging ein Kern

1) No. 7: Diese Zeitschrift 4, 375, 1903.
2) 4, 144, 1902.

von weichem Eisen hindurch, der den Anker eines ausserhalb befindlichen Elektromagneten bildete. Der Draht war oben an eine Schraube befestigt, konnte Bewegungen in Richtung der Röhrenachse ausführen und dadurch in Spannung versetzt werden, dass man die Mutter der Schraube, welche von einer Stütze im Innern der Röhre getragen wurde, in geeigneter Weise drehte. Am unteren Ende des Drahtes hing ein Bleicylinder, welcher ihn ausgestreckt hielt, und wieder unter diesem war ein kleiner Eisencylinder befestigt, der bei Erregung des Elektromagneten angezogen wurde, und dadurch dem Drahte eine genügende Spannung gab, bevor er wieder losgelassen wurde. War nun die Röhre mit Wasser gefüllt und der kleine Cylinder aus weichem Eisen in Kontakt mit dem Pole des Elektromagneten gebracht, was durch geeignete Drehungen der Schraubenmutter geschieht, so wird der Strom geschlossen, und der Draht durch eine rückläufige Bewegung der Mutter gespannt. Die Verlängerung λ des Drahtes wird durch Zählen der Drehungen der Schraubenmutter, deren Ganghöhe bekannt ist, gemessen.

Waren die Dinge derart vorbereitet, so wurde der obere Teil des Cylinders mit einer Glasglocke hermetisch verschlossen, und mittels zweier Röhren, von denen die eine im höchsten Punkte, die andere seitlich mündete und die beide mit Hähnen versehen sind, wird die Füllung der ganzen Röhre vervollständigt, wobei darauf zu achten ist, dass im Innern keine Luftblasen bleiben. Nun werden die Hähne geschlossen, und so wird, während der Draht gespannt ist, die innere Kapazität der ganzen Röhre abgeschlossen. Die Volumänderungen zeigen sich an durch die Verschiebungen der Flüssigkeit in der Kapillare, welche mit der Röhre durch ein U-förmiges Rohr verbunden ist; um grössere Schnelligkeit in den Angaben zu erhalten, wendete ich in der Kapillare als anzeigende Flüssigkeit Äther an.

Bei Unterbrechung des Stromes wurde die Spannung des Drahtes aufgehoben und dieser nahm wieder seine normale Länge an; die elastische Erscheinung war von einer Volumverringerung w des Drahtes begleitet, die in der Kapillare gemessen wird. Nach geschehener Messung wurde die Röhre wieder geöffnet und wieder von vorne angefangen.

Da jedoch, bei geschlossenen Hähnen, der den Draht aufnehmende Apparat ein riesiges Thermometer darstellte, dessen Anzeigen in der Kapillare beobachtet werden, bleibt der Meniskus des Äthers selbst für die wenigen Sekunden, die eine Messung dauert, nur selten fest; gewöhnlich musste ich also vor und nach der Messung den Gang des Meniskus verfolgen und geeignete Korrektionen für die Volumänderungen einsetzen, welche die Veränderungen der Temperatur in der Zeit der Messung des elastischen Phänomens bewirkten.

Schliesslich blieb noch der Einfluss auf die Stellung des Meniskus in der Kapillare zu bestimmen, welcher herrührt von der Volumveränderung des Drahtes infolge des thermischen Phänomens, welche das elastische begleitet in dem Augenblick, wo die Spannung aufhört.

Die Thomsonsche Formel giebt die Temperaturzunahme des Drahtes durch

$$\vartheta = \frac{T\alpha}{y c q} P.$$

T bedeutet die absolute Temperatur, α den linearen Ausdehnungskoeffizienten des Drahtes, y das mechanische Äquivalent der Wärme, c die spezifische Wärme des Körpers, q das Gewicht von einem Meter Draht, P die Spannung in kg per cm^2. Nach meinen Berechnungen für einige der dicksten von mir verwendeten Drähte fand ich, dass die durch das thermische Phänomen erzeugte Volumänderung des Drahtes gegenüber der durch das elastische Phänomen hervorgerufenen völlig unberücksichtigt bleiben darf; und ebenso kann man die Volumänderungen, welche die Flüssigkeit durch die ihr vom Drahte mitgeteilte Wärme erleidet, völlig ausser acht lassen.

Die Versuche haben in erster Stelle gezeigt, dass bei einer gegebenen Grösse von R man bei demselben Drahte stets dieselbe Grösse von w erhält, wenn man nur den Draht zwischen zwei Versuchen lange genug in Ruhe lässt, sodass er stets in die gleichen Elastizitätsbedingungen zurückkehrt. Bei Beobachtung dieser Vorsichtsmassregel fand ich beständig eine genaue Proportionalität in den Grössen von λ und w. In folgender Tabelle finden sich die Resultate für die verschiedenen von mir verwendeten Drähte bei einer gegebenen Grösse von λ; δ bezeichnet die Verschiebungen des Meniskus in der Kapillare in cm, deren mittlerer Durchschnitt in

Metall	R cm	λ cm	δ cm	W cm	σ
Kupfer	0,06[illegible]5	0,5	1,60	0,001409	0,377
	0,0500	0,7	1,60	0,001409	0,372
	0,0405	0,8	1,15	0,001013	0,377
	0,0298	1,4	1,10	0,000969	0,375
	0,0197	1,8	0,65	0,000573	0,370
Messing	0,0500	0,6	1,35	0,001189	0,374
	0,0410	1,0	1,50	0,001321	0,375
	0,0304	1,4	1,20	0,001057	0,370
	0,0215	1,8	0,75	0,000661	0,376
Aluminium	0,0500	0,9	2,20	0,001938	0,363
Eisen	0,0435	0,4	0,95	0,000837	0,325
	0,0370	0,7	1,20	0,001057	0,325
	0,0295	1,4	1,50	0,001321	0,327
	0,0190	1,8	0,85	0,000749	0,317
	0,0155	2,0	0,65	0,000573	0,311

dem Stück, wo die Versuche gemacht wurden, 0,000881 cm^2 betrug.

Die Übereinstimmung der Grössen von σ bei verschiedenen Drähten aus gleicher Substanz ist thatsächlich bemerkenswert; da man sie nun nicht als zufällig ansehen darf, so ist wohl der Schluss gestattet, dass die Poissonsche Beziehung eine bestimmte Grösse für jede Substanz besitzt; der Draht muss aber zwischen zwei Versuchen mehrere Stunden ruhen. Macht man schnell aufeinanderfolgende Messungen, so wird die Volumverminderung des Drahtes im Moment, wo die Spannung aufhört, immer kleiner; lässt man den Draht einige Zeit in Spannung, so beobachtet man sogar im Moment, wo die Spannung aufhört, eine Volumabnahme, der eine Volumvergrösserung folgt. Sämtliche Drähte haben dies merkwürdige Verhalten gezeigt; bei Eisendraht wurde das Phänomen besonders deutlich; bei Eisendraht von 0,037 cm Radius, der eine Stunde in Spannung erhalten war, sank bei einer Dehnung von 7 mm der Meniskus in der Kapillare sofort um 3 mm, stieg dann um ungefähr 18 mm, während bei Wiederholung nach einigen Stunden Ruhe stets eine Volumabnahme zu bemerken war, die dem Sinken des Meniskus um 12 mm entsprach.

Diese eigentümlichen Elastizitätserscheinungen, über die sich in den früheren experimentellen Arbeiten nur Andeutungen finden, können die Ursache der Verschiedenheit in den bisher erlangten Resultaten sein. Es scheint fast, als ob unter der Einwirkung einer verlängerten Zugspannung die Molekel des Drahtes eine grössere Freiheit der Anpassung im Sinne der Querkontraktion erwürben, die wieder verschwindet, wenn man den Draht ruhen lässt; sodass mit der Zeit die Volumänderung des Drahtes durch seitliche Zusammenziehung nicht nur die Volumveränderung durch Längsstreckung ausgleicht, sondern sogar übertrifft.

Die thermische Instabilität des enormen Thermometers, in welchem sich der Draht befand, gestattete mir nicht, das Vorhandensein dieser langsamen, einander folgenden Volumänderungen des Drahtes experimentell nachzuweisen, ich konnte nur die Endveränderungen beobachten. Um den elastischen Prozess in allen Stadien verfolgen zu können, wären Bedingungen analog denen des Bunsenschen Kalorimeters nötig; ich hoffe, nächsten Winter ein eingehenderes Studium der Erscheinung in Angriff zu nehmen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 24. März 1903.)

Wieviel von der Verbrennungswärme von Brennstoffen lässt sich in mechanische Arbeit umsetzen?

Von K. Schreber.

In seinen „Bemerkungen zu der Arbeit u. s. w.“[1]) hat Herr Friedenthal in einer Anmerkung auf eine Arbeit von mir hingewiesen in einer Form, welche leicht zu Missverständnissen führen kann. Um diesen vorzubeugen, halte ich es für nötig zu bemerken, dass der von Herrn Fr. aus meiner Arbeit herangezogene Prozess das Integral von unendlich kleinen Carnotschen Prozessen ist, in denen jedesmal eine unendlich kleine Entropiemenge zwischen Temperaturen fällt, von denen zwar die unterste für die sämtlichen Differentialprozesse dieselbe, nämlich die Kondensatortemperatur ist, die andere aber sich mit der Temperatur der Heizgase ändert. Trotzdem natürlich zwischen einem solchen Integralprozess und einem einzelnen endlichen Carnotschen Prozess von vornherein gar keine Beziehung bestehen kann, welcher von beiden der grössere ist, habe ich es doch nicht unterlassen, in meiner Arbeit ausdrücklich hierauf hinzuweisen[2]), um falschen Auffassungen vorzubeugen, als ob durch irgend einen geschlossenen Prozess mehr Wärmeenergie in Arbeit verwandelt werden könnte, als der Carnotsche Satz zulässt.

Was die Maschine des Herrn Friedenthal anbetrifft, so hat derselbe sich das Auffinden der passenden Flüssigkeit, und anderen das Verständnis seiner Gedankenreihe erschwert, durch eine der Betriebsflüssigkeit auferlegte Bedingung, welche für seine Maschine nicht unbedingt nötig ist.

Es seien wie bei Herrn Friedenthal T_1 die atmosphärische, T_2 die höchste im Prozess vorkommende und T_3 irgend eine beliebige Temperatur, welche wir zuerst mit T_1 zusammen fallen lassen.

Wir denken uns eine Dampfmaschine betrieben mit einer idealen Flüssigkeit, wie ich sie in meiner Arbeit beschrieben habe[3]), arbeitend zwischen den Temperaturen T_2 und T_3. Diese Maschine muss dem Carnotschen Satze zufolge einen Teil der aufgenommenen Wärme als in Arbeit nicht verwandelbar abgeben. In allen Dampfmaschinen wird nun, wie ich das auch bei meiner idealen angenommen, die nicht in Arbeit verwandelbare Wärmeenergie dem Kühlwasser zugeführt und somit dem Prozess entzogen.

Herr Friedenthal führt sie wieder in den Prozess zurück, indem er sie dem Brennstoff mitteilt.

1) Diese Zeitschr. 4, 425, 1903.
2) Schreber, Theorie der Mehrstoffdampfmaschinen, 1903, S. 29.
3) l. c. S. 27.

Er bedarf dazu eines Brennstoffes, welcher diese Wärme aufnehmen kann, ohne dass seine Temperatur dadurch steigt, d. h. eines flüssigen Brennstoffes, dessen Siedepunkt unter Atmosphärendruck bei T_3 liegt, und dessen Verdampfungswärme genau so gross ist, dass die zur Aufrechterhaltung der Rosttemperatur nötige Menge Brennstoff durch die von der Dampfmaschine abgegebene Wärmemenge gerade verdampft wird.

Fällt, wie das zunächst vorausgesetzt werden sollte, T_3 mit T_1 der atmosphärischen Temperatur zusammen, so mischen sich diese Dämpfe des Brennstoffes mit der gleich warmen, zur Verbrennung nötigen Luft, das Gemisch verbrennt, und die entstehenden Heizgase kühlen sich von ihrer Rosttemperatur T_2 an dem, wie ich beschrieben, nach Art eines Vorwärmers ausgebildeten Kessel bis auf $T_3 = T_1$ ab. Sie geben also nicht nur den Heizwert des flüssigen Brennstoffes bei der Temperatur T_3, sondern auch die Verdampfungswärme desselben, d. h. die im Prozess der Dampfmaschine mit idealer Flüssigkeit nicht in Arbeit verwandelbare Wärme an diese Flüssigkeit ab.

Diese letzte Energiemenge kreist also fortwährend im Prozess wie die zum Betriebe der Speisepumpe einer gewöhnlichen Dampfmaschine nötige Energiemenge[1]), während der Prozess aufrecht erhalten wird durch die Verbrennungswärme des flüssigen Brennstoffes, die vollständig in Arbeit verwandelt wird.

Soll die Maschine abgestellt werden, so muss die von der Dampfmaschine mit idealer Flüssigkeit nicht verwandelbare Wärmeenergie an Kühlwasser abgegeben, also dem Prozess endgültig entzogen werden. Je länger man also den Prozess ohne Unterbrechung andauern lässt, um so geringer wird der Einfluss dieser an das Kühlwasser abgegebenen Wärmeenergiemenge auf die gesamte in Arbeit umgesetzte, umsomehr nähert man sich, wenn man den Heizwert des flüssigen Brennstoffes zu Grunde legt, dem Wirkungsgrad 1, ohne ihn jedoch jemals zu erreichen.

Ist die Temperatur T_3, bis zu welcher die ideale Flüssigkeit in der Dampfmaschine durch Expansion sich abkühlt, grösser als T_1, so muss auch jetzt der Siedepunkt des Brennstoffes mit T_3 zusammenfallen. Die Heizgase verlassen den nach Art eines Vorwärmers gebauten Kessel aber jetzt mit der Temperatur T_3 und es muss die Wärmeaufnahmefähigkeit des flüssigen Brennstoffes und der zum Verbrennen nötigen Luft zwischen T_1 und T_3 genau so gross sein wie die der Heizgase zwischen denselben Grenzen, damit durch den Wärmeaustausch die letzteren gerade bis T_1 abgekühlt, die ersteren bis T_3 erwärmt werden, ohne dass beim Wärmeübergang irgendwo ein nicht ausgenütztes endliches Temperaturgefälle eintritt.

Ist $T_3 < T_1$, so muss Brennstoff und Brennluft bis auf T_3 abgekühlt werden, ehe ersterer vermöge seiner Verdampfungswärme als Kühlflüssigkeit dienen und dann mit letzterer verbrennen kann. Das wird erreicht, indem die vom Kessel abziehenden Heizgase, welche sich ja auch bis T_3 abgekühlt haben, dem Brennstoff und der Luft Wärme entziehen. Dabei können wir 2 Fälle unterscheiden: Beide Wärmeaufnahmefähigkeiten sind einander vollständig gleich, dann findet überall, wie bei $T_3 > T_1$, der Wärmeübergang ohne Temperaturgefälle statt. Es könnte aber auch die Wärmeaufnahmefähigkeit der Heizgase grösser sein als die des Brennstoffes und der Brennluft, dann würden die ersteren, während sie die letzteren abkühlen, nicht bis auf die atmosphärische Temperatur erwärmt und kühlten somit fortwährend, solange der Betrieb dauert, die Umgebung ab. Dieses ist der Punkt, den Herr Fr. mehrfach in seiner Arbeit hervorhebt.

Ich habe in dieser Darstellung die zum Betriebe der Dampfmaschine dienende ideale Flüssigkeit stets vom Brennstoff getrennt gehalten. Selbstverständlich kann man aber auch, wie das Herr Fr. thut, die in der Dampfmaschine benutzte Flüssigkeit selbst als Brennstoff sich vorstellen und dann kann man natürlich auch die Kondensation der Flüssigkeit auf der einen und das Wiederverdampfen derselben auf der anderen Seite der Kondensatorheizfläche weglassen und unmittelbar den Brennstoff nach Beendigung der Expansion in der Dampfmaschine auf dem Roste verbrennen. Der Prozess als solcher wird dadurch nicht wesentlich geändert, wohl aber werden die Bedingungen, denen die Flüssigkeit zu genügen hat, noch viel verwickelter. Nicht nur, dass die Bedingungen, welche die ideale Flüssigkeit in der Dampfmaschine zu erfüllen hat, verquickt werden mit den eben entwickelten, welche der Brennstoff und die Brennluft zu erfüllen haben, um die nicht verwandelbare Wärmeenergie aufnehmen zu können, sondern dazu kommt noch, dass die durch die Dampfmaschine laufende Flüssigkeitsmenge gerade hinreichen muss, die Verbrennung zu unterhalten; eine Bedingung, welche noch dadurch kompliziert wird, dass je nach dem Verlauf der rechten Grenzkurve am Ende der Expansion entweder nasser Dampf, wie in Wasserdampfmaschinen, oder überhitzter Dampf wie in Äther- oder Anilindampfmaschinen vorliegen kann.

Es wird deshalb sowohl für die Ausführung wie auch für die theoretische Diskussion von Vorteil sein, beide Flüssigkeiten getrennt zu erhalten.

Wie man dann leicht erkennt, besteht der

1) Schreber, l. c. S. 24.

Friedenthalsche Prozess aus einem Dampfmaschinenprozess und einem Verbrennungsprozess. Im ersteren wird Wärmeenergie in Arbeit verwandelt; er muss deshalb dem Carnotschen Satz unterliegen; d. h. es darf nicht sämtliche Wärmeenergie in Arbeit verwandelt werden. Soweit ich die Ausführungen des Herrn Fr. verstanden habe, hat er nirgends etwas hiergegen eingewendet.

Der zweite Prozess ist ein chemischer Prozess, er betrifft die Verwandlung von chemischer Energie in Wärmeenergie und darüber sagt der Carnotsche Satz gar nichts aus, da er ja nur für die Verwandlung von Wärmeenergie in Arbeit gilt.

Ein dem Carnotschen Satz analoger Satz für die Verwandlung von chemischer Energie in Wärmeenergie ist bis jetzt noch nicht aufgestellt, da man die der Temperatur und der Entropie analogen Faktoren der chemischen Energie noch zu wenig kennt: es giebt noch kein allgemein gültiges Chemometer. Erst wenn man ein solches Instrument von allgemeiner Anwendbarkeit besitzt, wird man in der Lage sein, ohne besondere Untersuchung entscheiden zu können, ob im Falle $T_3 < T_1$ die zweite Möglichkeit in der Natur vorkommen kann oder nicht, bis dahin müssen wir uns mit einer Untersuchung von Fall zu Fall behelfen.

Es ist übrigens der Gedanke, die infolge des Carnotschen Satzes nicht in Arbeit verwandelbare Wärmeenergie dem Kraftmaschinenprozess auf dem Umwege über die chemische Energie wieder zuzuführen, nicht so neu, wie es nach den Darstellungen der Herren Fr. und von W. erscheint. In den Verpuffungskraftmaschinen, welche mit flüssigen Brennstoffen betrieben werden, wird schon seit langer Zeit vielfach die mit den Auspuffgasen abziehende, nicht verwandelbare Wärme ausgenutzt, um den Brennstoff zu verdampfen, wodurch der Heizwert desselben, wie bei Herrn Fr., um die Verdampfungswärme gesteigert wird.

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

Konsequenzen des Lambertschen Strahlungsgesetzes.

Von A. Schmidt (Stuttgart).

Nicht ohne Vorteil für die Klärung unserer Vorstellungen über die Natur des Lichtes dürfte, nach dem Vorbilde der magnetischen und elektrischen Kraftfelder, so gering auch die Analogie der Gesetze sein mag, die Beschreibung der Eigenschaften eines Lichtfeldes sich erweisen. Der durchsichtige Raum rings um einen leuchtenden Körper bildet ein Lichtfeld, homogen oder nicht, je nachdem das durchstrahlte Mittel homogen, d. h. in allen Teilen dem Lichte gleiche Geschwindigkeit der Fortpflanzung gewährend, oder nicht homogen ist.

Als einfachste Gestalt eines homogenen Lichtfeldes sei dasjenige vor einer weit ausgedehnten, gleichmässig leuchtenden Ebene gewählt. Abgesehen von den Interferenz- und Beugungserscheinungen an den Rändern des Feldes zeigt das Innere des Feldes höchst einfache geometrische Beziehungen, deren Beschreibung am anschaulichsten auf das Symbol der Lichtstrahlen begründet wird und vielleicht mit einigem Vorteil sich einer Hypothese über die Natur des Lichtfeldes bedient, die ich vorausschicken möchte.

Zunächst sind die Lichtstrahlen als Wellennormalen Symbole der Fortschreitungsrichtungen der Lichtwellen. Man verbindet mit der Vorstellung der Strahlen gewöhnlich die Vorstellung fortgepflanzter Energie, man setzt die Menge der in einem Lichtbüschel enthaltenen Strahlen der pro Zeiteinheit den Querschnitt des Büschels durchfliessenden Energiemengen proportional. Setzen wir dieser Vorstellungsart eine andere mindestens gleichberechtigte an die Seite. Bemessen wir die Strahlenmenge eines Büschels nicht nach der Zeit, sondern nach dem Volumen. Die Intensität eines Lichtbüschels sei proportional der im Büschel pro Volumeneinheit enthaltenen Lichtenergie.

Solange es sich nur um homogene Mittel handelt, können wir einen Widerspruch der beiden Intensitätsbegriffe leicht vermeiden, indem wir für solche Büschel, deren Intensität der Menge der pro Zeiteinheit fortgepflanzten Energie nicht entspricht, zwei entgegengesetzt verlaufende Energieströme annehmen. Thatsächlich ist das Fortschreiten von Energie keine wesentliche Eigenschaft eines Lichtstrahlenbüschels. O. Wiener hat den experimentellen Beweis stehender Lichtwellen geliefert, also die Existenz von Lichtstrahlenbüscheln, die ohne Energietransport bestehen oder wenigstens mit viel geringerem Betrag des Transports, als ihrem Intensitätsmass entspricht.

Mit der Hypothese, dass die Volumenenergie die Intensität des Büschels bedinge, ist das Lambertsche Strahlungsgesetz wie mit einem Schlage erklärt. Im homogenen Felde vor der weit ausgedehnten Ebene haben alle cylindrischen Büschel bei gleichem Querschnitt auch gleiche Intensität. Das Feld ist ein grosses Energiereservoir, die demselben auf der einen Seite oder an einzelnen Stellen entzogene Energie ergänzt sich mit der Geschwindigkeit der Fortpflanzung aus dem von der leuchtenden Fläche bereit gestellten Ersatz. Wesentlich aber ist, dass der Ersatz sich nur auf kürzesten Wegen vollzieht, den geraden

Linien zwischen den Senken, den Elementen der absorbierenden Fläche, und den Quellen, allen Elementen der strahlenden Fläche. Nach allen Richtungen von der strahlenden Fläche aus verlaufen Strahlencylinder mit gleicher Anzahl Strahlen pro Querschnittseinheit durch das vorgelagerte Feld, die Energiemenge pro Zeiteinheit aber, welche sie befördern, hängt ab von der Beschaffenheit der Senken. Sind diese selbstleuchtend oder sind sie regelmässig oder diffus reflektierend, so ist die durchs Büschel strömende Energiemenge kleiner, als wenn die Senke ein absolut schwarzer kalter Körper ist. Bei genauer Prüfung ist unsere Hypothese nur eine Beschreibung der im Lambertschen Gesetz niedergelegten Thatsachen.

Die unendlich vielen Strahlencylinder gleicher Strahlendichte, welche die Elemente der strahlenden Fläche mit denen der bestrahlten Fläche verbinden, nach den verschiedensten Richtungen sich durchkreuzend, bringt nun die symbolisierende mathematische Vorstellung in neue Gruppierungen, sie verbindet sie zu Strahlenkegeln gleicher Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels eines jeden Kegels. Jedes Flächenelement der bestrahlten Fläche liegt mit jedem Punkte der strahlenden Fläche in einem gegen den Punkt konvergierenden Kegelraum, und umgekehrt: jeder Punkt der bestrahlten Fläche ist mit jedem Flächenteil der strahlenden Fläche durch einen vom Punkte aus divergierenden Kegelraum verbunden. Allen diesen Kegeln kommt dieselbe Strahlenmenge pro Einheit ihres Raumwinkels zu. Die Kegelspitzen sind sogar nicht einmal an den Ort entweder der Quellen oder der Senken gebunden. Jeder einen Teil der strahlenden und einen Teil der bestrahlten Fläche umrandende Doppelkegel hat gleiche Strahlenmenge pro Einheit seines Öffnungswinkels.

Man kann daher die Intensität eines homogenen Lichtfeldes nach zweierlei Symbolen zum Ausdruck bringen, entweder durch das Symbol: Strahlenmenge pro Einheit des Strahlencylinders, oder durch das Symbol: Strahlenmenge pro Einheit einer Kegelöffnung. Das zweite Symbol eignet sich besser zur allgemeinen Verwendung, weil der Begriff Kegel den Begriff Cylinder als Grenzfall umschliesst. Beide Masse sind sich proportional aber inkommensurabel.

Der Satz: im homogenen Felde haben alle Lichtkegel gleicher Öffnung gleiche Intensität, überträgt sich sogleich auf homogene Lichtfelder mit beliebiger Gestalt und Grösse der leuchtenden Fläche, wenn nur die Öffnung des vom Orte, wo die Intensität bestimmt wird, nach der leuchtenden Fläche gezogenen Kegels nicht verschwindend klein wird, er gilt insbesondere auch für das Feld rings um eine gleichmässig leuchtende Kugel. Wie bei der Ebene bleibt die Intensität der Strahlenkegel im ganzen umgebenden homogenen Gebiete konstant. Veränderlich mit der Entfernung von der Kugel ist nicht die Intensität der Lichtstrahlenkegel, wohl aber der für den einzelnen Ort des Feldes bestehende Feldumfang, die Öffnung des die leuchtende Fläche umrandenden Kegels.

Die Pupille des Auges funktioniert beim Sehen als Senke. Die Organisation des Sehorgans gestattet nicht bloss die Beurteilung der mittleren Intensität des vom optischen Mittelpunkt des lichtbrechenden Systems aus nach den Lichtquellen gezogenen, diese umrandenden Strahlenkegels, sie verleiht auch die Fähigkeit, diesen ganzen Kegel in Unterkegel von begrenzter, je nach der Sehschärfe verschiedener Kleinheit der Öffnung zu zerlegen und dieselben nach ihrer verschiedenen Intensität zu vergleichen. Das Auge schreibt dementsprechend dem „Bilde“ eine in verschiedenen Teilen verschiedene „Helligkeit“ zu.

Selbstverständlich, je nach der Grösse der Pupille wird der vom Orte der Quelle nach dem Pupillenrande (oder dem Fernrohrobjektivrande) divergierende Kegel eine verschiedene Öffnung erhalten, der Helligkeitseindruck im Auge wird ein anderer. Aber das sind subjektive Bedingungen der Helligkeitsempfindung, denen man noch anderes, wie reflektierende Kraft der Hornhaut oder der Gläser hinzufügen könnte. Eine objektive Helligkeitsdefinition schiebt die Bedingungen des Sehorgans mit der Bemerkung „ceteris paribus“ beiseite und definiert die Helligkeit eines Bildes als Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels eines Lichtstrahlenkegels, sei es, dass wir die Kegelspitze ins Objekt oder ins Subjekt verlegen. Verschiedene Helligkeitsgrade unterscheiden sich an dem Orte, wo das Auge in das Lichtfeld eingetaucht ist, nur durch die verhältnismässigen Strahlenmengen pro Einheit der Kegelöffnungen. Das ist der Ausdruck des Lambertschen Gesetzes.

Noch wichtiger für eine objektive Definition ist es, dass sich dieselbe nur an den Zustand des Lichtfeldes halte am Orte, wo das Auge dareintaucht und nicht die Vorgänge an andern Orten des Feldes, insbesondere am Orte der Quellen, herbeiziehe.

In der von Professor H. Seeliger[1]) meinen Ausführungen über die Lichtbrechung und Farbenzerstreuung in der Chromosphäre[2]) entgegengestellten Behandlung der Frage der Helligkeitsunterschiede der Sonnenscheibe wird der Begriff Helligkeit neben anderen Faktoren

1) Diese Zeitschrift **4**, 343, 1903.
2) Diese Zeitschrift **4**, 282, 1903.

abhängig gemacht vom Emissionsvermögen der strahlenden Fläche.

Das ist eine für homogene Felder ganz unanfechtbare Voraussetzung, bei nichthomogenen begegnet sie gerechten Bedenken auch bei Ausschluss jeder Absorptionswirkung. Der Übergang vom optisch dichteren ins dünnere Mittel und umgekehrt ist sicher dann mit Energieeinbusse der übergehenden Strahlen verbunden, wenn sich der Brechung Reflexion beigesellt. Ist es aber gewiss, dass bei stetig veränderlicher Übergangsschicht keine Energieeinbusse der übergehenden Wellen stattfindet? Die Analogie mechanischer Energieübertragung zwischen Massen verschiedener Grösse dürfte nicht dafür sprechen. Schon bei meiner ersten Beschäftigung mit der krummlinigen Strahlenbrechung[1]) konnte ich die Folgerung nicht abweisen, dass gekrümmte Strahlen mit einer stetigen Reflexion im Strahle verbunden sein dürften. Kirchhoff, Clausius u. a. lassen die Emission abhängen vom Brechungsindex des Mittels, in welches sie erfolgt. Wenn aber das erste Mittel sie bedingt, so muss auch ein zweites das erste umgebende und jedes im Lichtfelde folgende Mittel die Emission beeinflussen. Dass sie auch von der Temperatur- und Oberflächenbeschaffenheit der das Licht auffangenden Körper abhängt, habe ich oben ausgeführt. Der Betrag der pro Zeiteinheit von einer Fläche emittierten strahlenden Energie hängt also ab ausser von der Grösse und Form der Fläche: 1. von der Temperatur und sonstigen physikalisch-chemischen Beschaffenheit der Fläche, 2. von der Beschaffenheit der die Strahlung auffangenden Flächen, 3. wahrscheinlich vom Brechungsvermögen des zunächst angrenzenden Mittels und 4., was mittels der korrekten Definition der Helligkeit zu beweisen ist, besteht ein komplizierter Einfluss der Beschaffenheit und Verteilung aller folgenden Mittel auf die Stärke der Emission.

Es darf hier noch eine weitere Schwierigkeit erwähnt werden, welche die Rücksicht aufs Objekt für die Helligkeitsdefinition mit sich bringt. Die gebrochenen Strahlenbüschel sind im allgemeinen nicht mehr homocentrisch. Damit entfällt die Möglichkeit einer genauen Abbildung des Objekts, also die Möglichkeit einer Bestimmung der Kegelöffnungen ($d\omega$ und $d\Omega$), unter welchen ein Flächenteilchen des einen Orts vom andern aus gesehen wird. Für meine Definition wird nur der Umfang, nicht aber die Helligkeit des Lichtfeldes von dieser Schwierigkeit betroffen. Auch die Strahlen der nichthomocentrischen Büschel lassen sich am einzelnen Orte zu homocentrischen, zu Kegeln, ordnen, eine Funktion, die unser Auge vollbringt, die aber natürlich keine richtigen Bilder erzeugt. Aus diesem Grunde kann auch eine Beweisführung, welche Helligkeiten in verschiedenen Mitteln vergleichen will, nur mit homocentrischen oder mit annähernd homocentrischen Büscheln operieren, man darf nicht für die Fortpflanzung homocentrischer Büschel gültigen Sätze auf die nicht homocentrischen übertragen.

Meine Ableitung des Helligkeitsausdrucks

$$H = H_1 \frac{\cos^2\beta}{n^2\cos^2\alpha},$$

worin H_1 die konstante Helligkeit in einem homogenen ersten Mittel vom Index n bezeichnet, H die dadurch bedingte, in verschiedenen Richtungen verschiedene Helligkeit in einem anstossenden homogenen zweiten Mittel vom Index 1, β und α die zusammengehörigen Einfalls- und Brechungswinkel der an die Grenzfläche stossenden Strahlen, diese Ableitung beruht auf der Voraussetzung, dass die Helligkeit des zweiten Mittels nach verschiedenen Richtungen verschieden sein müsse, wenn bei der Brechung die Strahlenbüschel gleicher Divergenz im einen Mittel solche verschiedener Divergenz im andern Mittel erzeugen. Jedem Wechsel der optischen Dichte von Ort zu Ort muss ein Wechsel der örtlichen Helligkeit entsprechen. Dieser wäre vom Einfalls- und Brechungswinkel unabhängig gleich $n^2:1$, falls die Zerstreuung der Büschel vom Einfalls- bezw. Brechungswinkel unabhängig wäre. Nun habe ich gezeigt, dass die „Verzerrung", d. h. die durch Divergenzänderung erzeugte Zerstreuung eines Hohlkegels zwischen den Emanationswinkeln β und $\beta + d\beta$ in einen andern zwischen den Winkel α und $\alpha + d\alpha$ verbunden ist mit einer Verzerrung in radialer Richtung vom Betrage $\frac{d\alpha}{d\beta}$ und einer zweiten in cirkularer Richtung vom Betrage $\frac{\operatorname{tang}\alpha}{\operatorname{tang}\beta}$. Beide Verzerrungen sind übrigens gleich gross. Die gesamte Verzerrung beträgt

$$\frac{n^2\cos^2\beta}{\cos^2\alpha} = \left(\frac{d\alpha}{d\beta}\right)^2 = \frac{\operatorname{tang}^2\alpha}{\operatorname{tang}^2\beta}.$$

Wegen der etwa gegen diesen Ausdruck und gegen das daraus abgeleitete Helligkeitsgesetz entstehenden Bedenken bin ich auf dem Boden meines Helligkeitsbegriffes zu weiteren Erörterungen gern bereit.

Nach der von Herrn Seeliger gegebenen Formel (4) seiner Abhandlung müsste der von mir abgeleitete Ausdruck

$$H = H_1 \frac{\cos^2\alpha}{n^2\cos^2\beta}$$

kurzweg lauten

$$H = H_1 \frac{1}{n^2}.$$

1) Programmabh. des Stuttgarter Realgymn. 1878, S. 8.

Bei gewissenhaftester Prüfung meiner Schlussfolgerungen kann ich aber keinen logischen Fehler, auch keinen Verstoss gegen das Lambertsche oder gegen das Snelliussche Gesetz in demselben entdecken. Für homogene Felder und senkrechte Incidenz stimmen auch beide Theorien überein, also kann der Grund des Dilemmas nur in der besonderen Art der Übertragung des Gesetzes von Lambert vom Falle des homogenen auf den Fall des nicht homogenen Feldes begründet sein. In der That würde die Differenz der Auffassungen verschwinden, wenn entweder auf der einen Seite der Grundsatz anerkannt würde, die in einem beliebig gebrochenen Strahlenbündel sich fortpflanzende Energie erfahre bei den Brechungen keine Einbusse, oder aber, wenn auf der andern Seite die Wahrscheinlichkeit einer solchen Einbusse, zunächst beim Übergang aus dem optisch dichteren ins dünnere Mittel zugegeben würde. Im ersten Fall müsste ich zugeben, mein mit dem an der Spitze gebrochenen Hohlkegel geführter Beweis habe nur strenge Richtigkeit für den Fall, dass die Spitze des Kegels auf der Grenzfläche beider Mittel liegend gleichsam beiden Mitteln angehöre, also nur für den Fall der unstetigen, thatsächlich auch mit Reflexion verbundenen Brechung, während bei der krummlinigen Brechung kein Grund für Annahme einer Energieeinbusse vorliege. Im andern Falle aber würde Herr Seeliger zugeben, dass kein Grund vorliege, die Energieeinbusse nur auf den Fall der unstetigen Brechung zu beschränken oder gar ganz zu unterdrücken. Er würde dann anerkennen, dass der von mir mit Hilfe des mit seiner Spitze an beiden Mitteln beteiligten Kegels gelieferte Ausdruck für die Helligkeitsverminderung den besonderen Vorteil biete, daraus das Gesetz dieser Energieeinbusse zu entnehmen und festzulegen. Herr Professor Seeliger würde alsdann den Faktor J seiner Formeln bei einer jeden einzelnen Brechung mit dem Quotienten $\cos^2\beta : \cos^2\alpha$ multiplizieren und wir würden damit beide die weitere Konsequenz anerkennen, dass mein zur Vermeidung nicht homocentrischer Büschel am idealen Einzelfall geführter Beweis als allgemeines Brechungsgesetz gelten müsse, für die stetige, wie für die unstetige Brechung.

In energetischer Beziehung von grösstem Interesse ist die Anwendung des Helligkeitsgesetzes auf den umgekehrten Fall, den Übergang von Lichtenergie aus einem dünneren in ein dichteres Mittel. Eine Vermehrung der Helligkeit nach Massgabe des aufgestellten Gesetzes dürfte nach meiner Auffassung des Helligkeitsbegriffes weder dem ersten noch dem zweiten Hauptsatze widersprechen. Die Beziehung zwischen Quellen und Senken muss nur vollkommen reziprok gefasst werden, so dass auch das Absorptionsvermögen ein Senke von denselben äusseren Umständen a hängig wird, wie das Emissionsvermögen ein Quelle.

Die Entscheidung über die Auffassung d interessanten wissenschaftlichen Dilemmas lie auf dem Gebiete der Erfahrung.

(Eingegangen 3. April 1903.)

Über das Atomgewicht des Radiums.

Von Frau Curie.

In einer vor kurzem erschienenen Al handlung (diese Zeitschrift 4, 285, 190 sprechen die Herren Runge und Precht einig Zweifel aus über die Richtigkeit des Werte 225, welchen ich für das Atomgewicht de Radiums gefunden habe. Diese Zweifel sin auf einer Untersuchung der Linien des Radium spektrums begründet, aus welcher die Ve fasser den Schluss ziehen, dass das Atom gewicht des Radiums dem Werte 258 nah kommen sollte.

Ich betrachte den von mir bestimmte Wert 225 als richtig mit einem wahrschein lichen Fehler, welcher eine Einheit nicht über schreitet.[1]) Meine Gründe dazu sind di folgenden:

Die Reinheit des Radiumchlorids, welche zur Bestimmung diente, wurde von Demarçay durch die photographische Aufnahme des Spektrums geprüft. Zwei Messungsreihen wurden ausgeführt: die eine mit einem Chlorid, dessen Spektrum die drei stärksten Baryumlinien ziemlich bedeutend aufwies, — die andere mit einem Chlorid, dessen Spektrum die zwei stärksten Baryumlinien nur spurweise aufwies. Trotzdem habe ich mit den beiden Chloriden Resultate erhalten, welche nur wenig verschieden sind.

Die erste Messungsreihe (4 Bestimmungen) ergab die Werte 220,7, 223,0, 222,8, 223,1.

Die drei letzteren, sehr gut miteinander stimmenden Zahlen ergeben einen Mittelwert 223.

Die zweite Messungsreihe (3 Bestimmungen) mit dem reineren Chloride ergab die Werte

225,3, 225,8, 224,0

und den Mittelwert 225.

Wenn das Radium ein Atomgewicht von 258 besitzen sollte, so müsste man, wie leicht zu berechnen ist, die Proportion von Baryumchlorid im ersten Chloride zu 20 % und im reinerem Chloride zu 19 % schätzen.

Es ist nahezu unmöglich, dass eine solche Menge von Baryumchlorid im Spektrum fast unsichtbar sein sollte. Demarçay betrachtete die Spektralreaktion des Baryums als eine der empfindlichsten für seine Untersuchungsmethode. Jedenfalls könnte man gar nicht erklären, dass

1) Frau Curie, C. R. Juli 1902.

as Baryumspektrum bedeutend stärker werden ›llte, wenn der Gehalt an Baryumchlorid von 9 % bis 20 % steigt.

Der Wert 225 für das Atomgewicht des adiums entspricht sehr gut dem periodischen ystem, indem er genau in die Lücke passt, elche sich in der Kolonne der verwandten lemente *Ca*, *Sr*, *Ba* und in der Linie der adioaktiven Stoffe Uran und Thor befindet.

Die Zahl 258 ist von den Herren Runge ınd Precht aus einem experimentellen Gesetze ıbgeleitet, welches für die Linienverteilung im spektrum benachbarter Elemente *Ca*, *Sr*, *Ba* gilt. Die Ableitung des Wertes 258 für das Radium erfolgt dabei durch Extrapolation. Eine Extrapolation darf aber nie als ganz zuverlässig betrachtet werden.

Die Herren Runge und Precht halten es für wahrscheinlich, dass mein Radiumsalz Baryumsalz enthielt, weil beide Salze isomorph sind und deshalb, ihrer Meinung nach, durch einen Krystallisationsprozess nicht vollständig getrennt werden können. Diese Meinung ist nicht richtig. Zwei isomorphe Salze können miteinander in allen Verhältnissen zusammenkrystallisieren; eben deswegen können solche Salze, wenn sie einen Löslichkeitsunterschied aufweisen, durch fraktionierte Krystallisation aus der gemeinsamen Lösung beide beliebig rein erhalten werden. So können zum Beispiel die isomorphen Chloride von *Ca* und *Ba* durch Krystallisation beliebig vollständig getrennt werden. — Wenn aber zwei Salze nicht isomorph sind, so krystallisiert eines von ihnen rein aus der Lösung heraus, bis der Gehalt der Lösung an beiden Salzen ein solcher wird, dass weitere Krystallisation das Abscheiden eines Gemenges von Krystallen von bestimmter Zusammensetzung zur Folge hat. Von diesem Augenblicke an kann keine weitere Trennung dieses Gemisches durch Krystallisation erfolgen.

Ich wünsche noch zu bemerken, dass wir die Entdeckung des Radiumspektrums und die erste sehr vollständige Ausmessung des Spektrums des reinen Radiumchlorides Demarçay verdanken.[1]) Es ist mir eine Pflicht, meine Dankbarkeit gegen diesen Gelehrten auszusprechen, welchen der Tod uns vor kurzem entrissen hat[2]), und dessen vortreffliche und sichere Untersuchungsmethode es ihm erlaubt hat, die Existenz eines neuen Elementes mit voller Sicherheit zu behaupten, auf Grund der Spektralanalyse von einigen Milligramm eines Baryumchlorides, welches nur Spuren von Radium enthielt, und in dessen Spektrum eine einzige mässig starke neue Linie dem Radium gehörte. Demarçay hat die Freude gehabt, seine Behauptung bestätigt zu sehen; er hat bei fortschreitender Konzentration des Radiums die Entwicklung des Spektrums verfolgen können und hat schliesslich alle bedeutenden Linien des photographischen Funkenspektrums des reinen Radiumchlorids mit grosser Genauigkeit bestimmt.

1) Demarçay, C. R. 26. Dezember 1898, 9. November 1899, 22. Juli 1900.
2) Demarçay ist am 5. März 1903 gestorben.

(Eingegangen 28. März 1903.)

Über die Ionisierung der Luft bei der langsamen Oxydation des Phosphors.

Von J. Elster und H. Geitel.

Die Frage, auf welche Ursache die elektrische Leitfähigkeit der Luft in der Nähe eines sich langsam oxydierenden Stückes Phosphor zurückzuführen sei, ist in letzter Zeit der Gegenstand einer Kontroverse zwischen den Herren G. C. Schmidt[1]) und F. Harms[2]) gewesen. Während der erstere den bei der Oxydation entstehenden Nebel als ausschliesslichen Vermittler der Elektrizitätsbewegung betrachtet und das Auftreten von Ionen in der Luft bei dem Vorgange für nicht bewiesen erklärt, steht letzterer auf dem Standpunkte, den wohl die Mehrzahl der Physiker teilt, die sich mit der Erscheinung beschäftigt haben; er fasst die Leitfähigkeit der Luft als eine wirkliche, durch Ionisierung bedingte auf. Da auch wir denselben Gedanken schon im Jahre 1890[3]) in einer dem damaligen Stande der Kenntnis von den Gasionen entsprechenden Form im Anschluss an die Anschauungen von W. Giese[4]) über die Leitfähigkeit der Flammengase ausgesprochen haben, und Herr Schmidt die Beweiskraft einiger von uns an jener Stelle beschriebenen Versuche angreift, so möchten wir im folgenden kurz darlegen, weshalb wir die Ausführungen von Herrn Schmidt nicht als berechtigt anerkennen können.

Wir beschränken uns dabei in der Hauptsache auf eine Widerlegung der gegen uns erhobenen Einwände; auf die Beschaffung neuen Materials zum Nachweis von Ionen in der Phosphor-Emanation verzichten wir nach den inzwischen erschienenen Arbeiten von E. Bloch[5]) und F. Harms[6]), durch die wir das schwerwiegendste Bedenken des Herrn Schmidt gegen die Annahme von Ionen in der Phosphorluft, die anscheinende Nichtexistenz des Sättigungsstromes, als erschüttert betrachten.

1) G. C. Schmidt, diese Zeitschrift **4**, 293, 1903 und Ann. d. Phys. **10**, 704, 1903.
2) F. Harms, diese Zeitschrift **4**, 111, 1902 u. 436, 1903.
3) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. **39**, 326, 1890.
4) W. Giese, Wied. Ann. **38**, 403, 1889.
5) E. Bloch, C. R. **135**, 1324, 1902.
6) F. Harms, diese Zeitschrift **4**, 436, 1903.

Wie auch Herr Schmidt anerkennt, haben wir in unserer früheren Arbeit einen möglichen Einfluss des bei der Oxydation des Phosphors auftretenden Rauches in Betracht gezogen und Versuche darüber angestellt, ob er in merklicher Weise an der Elektrizitätsübertragung beteiligt ist. Diese Versuche sind jetzt von uns wieder aufgenommen.

Hängt man ein Stück Phosphor (wir benutzten ein solches von etwa 9 Gramm), das zuvor in kaltem Wasser unter Zimmertemperatur abgekühlt ist, nach oberflächlichem Abtrocknen mit Fliesspapier an einem eingeschmolzenen Metalldraht innerhalb eines gegen Luftströmungen schützenden Kastens mit Glasfenstern auf, so beobachtet man eine je nach der Temperatur des Phosphors verschieden dicke Nebelsäule, die mit der vom Phosphor abfliessenden kalten Luft senkrecht herabfällt. Steigt unter andauernder Oxydation die Temperatur des Phosphors, so kehrt sich die Bewegungsrichtung des Rauches allmählich um. Wir brachten nun den Phosphor, während der Nebel in geschlossener Säule herabfiel, durch Anschluss an eine Akkumulatorenbatterie auf konstante Potentiale bis zu 180 Volt. Durch eine in den Weg des Nebels gestellte Metallscheibe SS (Fig. 1) mit

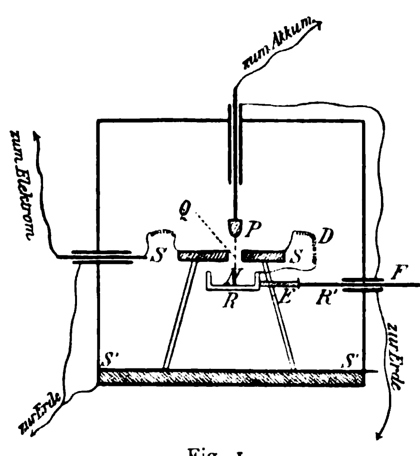


Fig. 1.

einer Durchbohrung Q von etwa 0,5 cm Durchmesser liess es sich nun leicht erreichen, dass der vom Phosphorstück P ausgehende Nebelstrahl N frei durch die Öffnung hindurchfiel und die zur Erde abgeleitete Bodenplatte $S'S'$ traf. Brachten wir nun unter der Öffnung Q ein kleines (in der Fig. vergrössert), durch das Ebonitstück E isoliertes und mit der oberen Scheibe S durch den Draht D verbundenes Metallschälchen R so an, dass es vermittels des steifen Metalldrahtes F entweder genau unter Q geschoben oder seitlich gegen R' hin zurückgezogen werden konnte, so liessen sich an einem mit S verbundenen Quadrantelektrometer die Elektrizitätsmengen vergleichen, die entweder bei frei durchfallendem Nebel oder beim Auffangen desselben in der Schale R übertragen wurden. Da R in beiden Lagen dicht unter der auf gleichem Potentiale gehaltenen Platte SS blieb, so sind die durch die Verschiebung herbeigeführten Kapazitätsveränderungen wohl zu vernachlässigen. (Die Leitung von SS zum Quadrantelektrometer war durch ein in die Wand des Kastens eingelassenes, zur Erde abgeleitetes Metallrohr gut isoliert hindurchgeführt.)

Wäre der Rauch der alleinige Träger elektrischer Ladungen, so durfte nur in der zweiten Lage ein deutlicher Ausschlag des Elektrometers erwartet werden, in der ersteren musste er Null oder doch sehr klein sein, da vielleicht ein geringer Teil des Nebels unbemerkt die Platte SS treffen konnte. Enthielte dagegen die Phosphorluft Ionen, so würden diese zwar zum Teil von dem fallenden Luftstrome mitgerissen werden, um so mehr, da sie innerhalb der Nebelmasse an Beweglichkeit verlieren; der weit grösste Teil wird dagegen in dem elektrischen Felde direkt vom Phosphor zu der Platte SS wandern und elektrische Ladungen auf diese übertragen. Es wird daher bei Anwesenheit von Ionen nur ein geringfügiger Unterschied in den Ausschlägen des Elektrometers beobachtet werden müssen, mag die Nebelsäule von der Schale R aufgefangen werden oder nicht.

Wir lassen einige Versuchsreihen folgen, in denen wir die Zeit massen, in der nach Aufhebung der Erdleitung des Elektrometers 500 Skalenteile das Gesichtsfeld des Fernrohrs passierten. (Empfindlichkeit des Elektrometers: 1 Volt = 55 Skalenteile.)

1. Der Phosphor war auf 32 Volt geladen; Entfernung $PS = 5$ mm.

	a) Der Nebel fällt frei durch Q.	b) Der Nebel fällt in die Schale R	a') wie unter a.
	8,0"	7,0"	10,0
	10,0	9,0	11,0
	11,0	8,0	10,0
	11,0	10,0	9,0
Mittel:	10,0	8,3	10,0

2. Der Phosphor war auf 180 Volt geladen; Entfernung $PS = 50$ mm.

Nebel frei fallend	Nebel in R aufgefangen
5,6	6,0
7,5	6,0
7,2	7,2
7,0	7,2
6,8	6,6

Wie man sieht, ist die Zeit, in der sich das Elektrometer bis zu einem Ausschlage von 500 Skalenteilen aufladet, für die beiden Stellungen des Schälchens R nicht sehr verschieden. Das Ergebnis der Versuche spricht also durchaus dagegen, dass die elektrischen Ladungen allein an den Nebelteilchen haften.

Nun ist bei der beschriebenen Anordnung unvermeidlich, dass bei länger fortgesetzten Beobachtungsreihen sich das Innere des Kastens allmählich mit Nebel erfüllt. Die Anwesenheit desselben verrät sich dadurch, dass die Zeiten, in denen dem Elektrometer die als Einheit zu Grunde gelegte Elektrizitätsmenge (die einen Ausschlag von 500 Skalenteilen entspricht) zugeführt wird, durch den Widerstand, den der Nebel zur Ionenbewegung in der Luft verursacht, fortwährend wachsen. Obgleich nun aus dieser Abnahme der Leitfähigkeit der Luft mit zunehmendem Rauchgehalt schlechterdings kein Argument zu Gunsten einer Elektrizitätsübertragung durch den Rauch abgeleitet werden kann, haben wir doch noch eine Methode verwendet, bei der ein Wandern des Rauches vom Phosphor zur Elektrode des Elektrometers völlig ausgeschlossen ist.

Wir legten das feuchte Phosphorstück P (Fig. 2) in die Öffnung eines metallenen Rohres R

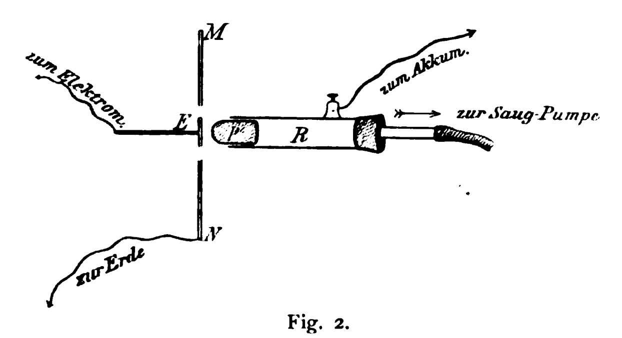


Fig. 2.

so hinein, dass es eben aus diesem hervorragte. Das Rohr war in eine isolierende Klammer eingespannt und durch ein gut isolierendes Hartgummirohr und eine Schlauchleitung an eine Wasserstrahlsaugpumpe angeschlossen. Dem Phosphor in veränderlichem Abstande gegenüber stand in der centralen Öffnung der zur Erde abgeleiteten Metallscheibe MN die Elektrode E, die zum Elektrometer führte, das Metallrohr R wurde mittels der Akkumulatorenbatterie geladen. War die Strahlpumpe nicht in Thätigkeit, so quoll von dem aus dem Rohre hervorragenden Phosphorstück eine Nebelmasse hervor, die sich in unregelmässiger Bewegung zwischen dem Rohre und der Elektrode verbreitete, beim Ingangsetzen der Pumpe verschwand der Nebel, indem er vollständig in das Rohr hineingesaugt wurde. Wir massen nun die Elektrizitätsübertragung von P nach E sowohl bei ruhender als bei thätiger Pumpe. Es war, wenn der Nebel allein die elektrischen Ladungen übertrug, zu erwarten, dass im letzteren Falle der Ausschlag des Elektrometers verschwindend klein sein würde. Statt dessen ergab sich, dass die Elektrizitätsübertragung bei wirkender Pumpe sogar grösser war als bei ruhender. Es wurde wieder um die zur Aufladung des Elektrometers auf einen Ausschlag von 500 Skalenteilen erforderliche Zeit gemessen.

Es seien zwei Beobachtungsreihen herausgegriffen.

1. Der Phosphor auf 20 Volt geladen; Entfernung $EP = 10$ mm.

ohne Luftstrom	im Luftstrome
41,8	18,5
37,5	18,2
39,0	18,8
39,4″	18,5″

2. Der Phosphor auf 360 Volt geladen; Entfernung $EP = 50$ mm.

ohne Luftstrom	im Luftstrome
9,0	
11,5	4,6
10,3	4,6

Die Zunahme des Elektrizitätsflusses von P nach E bei thätiger Pumpe ist wohl neben einer Steigerung des Oxydationsprozesses in der strömenden Luft darauf zurückzuführen, dass durch das Absaugen des Nebels aus dem Raume EP ein wesentliches Hindernis der Ionenbewegung beseitigt wird.

Ohne Zweifel würde man durch genügend grosse Strömungsgeschwindigkeit der Luft die Elektrizitätsübertragung auf E wesentlich schwächen, ja auf Null herabsetzen können, wenn diese Geschwindigkeit der der Ionen im Felde gleichkommt oder sie übertrifft; in gleichem Sinne wird auch ein genügend kräftiger, zwischen E und P hindurchgetriebener Luftstrom wirken müssen, wie Herr Schmidt auch beobachtet hat. In unserer früheren Abhandlung hatten wir angegeben, dass ein zwischen E und P aufsteigender Leuchtgasstrom (wir setzen hinzu: unter dem Drucke der Gasleitung) die Elektrizitätsübertragung kaum hinderte, wir beobachteten bei Wiederholung des Versuches eine Vermehrung der Ladungsdauer nur im Verhältnis 3 : 2, keineswegs aber eine völlige Aufhebung des Elektrizitätsflusses, obgleich der Nebel durch den Leuchtgasstrom von der Elektrode ferngehalten wurde.

Dass bei genügend hohen Feldstärken Rauchteilchen irgend welcher Art wie andere leitende Partikelchen durch elektrostatische Anziehung merkliche Geschwindigkeiten erlangen und in hin- und herpendelnder Bewegung messbare Elektrizitätsmengen von Elektrode zu Elektrode übertragen können, dies in Abrede zu stellen, kommt uns natürlich nicht in den Sinn. Charakteristisch für die Ionisierung eines Gases ist dagegen die Möglichkeit einer elektrischen Strömung auch bei niedrigen Potentialdifferenzen, und diese Art von Leitfähigkeit (dies Wort im allgemeinsten Sinne verstanden) wird eben durch die Anwesenheit von Rauch und

Nebel in dem Gase nicht vermehrt, sondern vermindert. Wir halten deshalb die Anwendung hoher Potentialdifferenzen für wenig geeignet, um die Frage, ob Konvektion durch schwebende leitende Partikelchen, oder ob Ionisierung der Phosphorluft vorliegt, zu entscheiden.

Dass nach Herrn Schmidt der Phosphornebel aus Phosphorsäuren besteht und nicht wie wir auf Grund einer Angabe, die wir in der chemischen Litteratur vorfanden, glaubten annehmen zu dürfen, aus salpetrigsaurem Ammon, ist für die vorliegende Frage im übrigen von keinem Belang, da, wie auch Herr Harms in seiner Entgegnung hervorhebt, ein etwaiger Unterschied in der Leitfähigkeit des Nebels, d. h. hier jener sauren Oxydationsprodukte des Phosphors und und des in der feuchten Luft suspendierten Ammonsalzes, bei einer konvektiven Elektrizitätsübertragung unmöglich eine Rolle spielen kann.

Schliesslich möchten wir noch einen für das Verhalten des Phosphornebels im starken elektrischen Felde bezeichnenden Versuch beschreiben. Bringt man etwa 5—10 cm oberhalb eines zur Erde abgeleiteten Phosphorstückes eine auf etwa 2000 Volt geladene Kugel an, so wird, wie Herr Schmidt beobachtet hat, der von dem sich allmählich erwärmenden Phosphor aufsteigende Nebelfaden von der Kugel angezogen. Der Faden enthält nämlich, da die Phosphoroberfläche, an der die Ionisierung der Luft stattfindet, im Bereiche des von der Kugel erregten Feldes liegt, nur solche Ionen, deren elektrische Ladung zu der der Kugel ungleichnamig ist. Schliesst man dagegen den Phosphor innerhalb einer zur Erde abgeleiteten Hülle aus Drahtnetz ein und lässt den Nebelfaden zwischen der Kugel und einem benachbarten, ebenfalls zur Erde abgeleiteten Metallstreifen aufsteigen, so spaltet er sich in zwei Äste; der eine ist der Kugel, der andere dem Metallstreifen zugewandt. Jetzt enthält nämlich der aufsteigende Luftstrom Ionen, bezw. geladene Nebelteilchen, beiderlei Art, die sich im elektrischen Felde voneinander scheiden.

Die Figur 3 ist eine Wiedergabe einer photographischen Aufnahme, sie lässt unten das den Phosphor umhüllende Drahtnetz, darüber die geladene Kugel mit der sie tragenden Metallstange, den parallel zu dieser auf der Wand der das Ganze bedeckenden Glasglocke aufgeklebten geerdeten Stanniolstreif (diesen allerdings nur recht undeutlich), sowie den gegabelten Nebelfaden erkennen. Die Erscheinung verläuft daher gerade so, wie es nach Herrn Schmidts eigener Angabe zu erwarten ist, wenn Ionen beiderlei Vorzeichens in dem Phosphornebel vorhanden sind.

Ersetzt man den Phosphor unter dem Drahtnetze durch ein mit Ammoniakflüssigkeit ge-

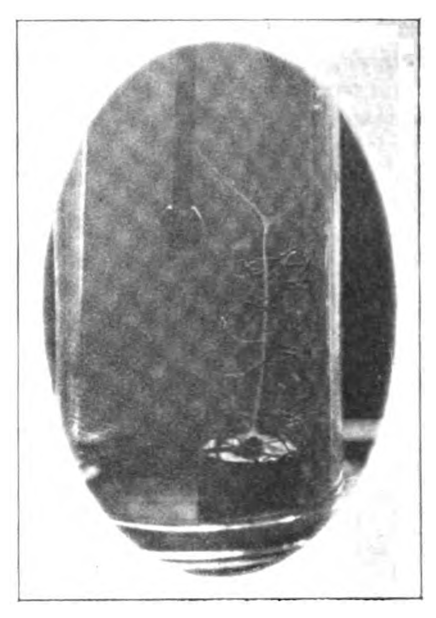


Fig. 3.

fülltes Schälchen und ein unmittelbar darüber befestigtes, mit Salzsäure befeuchtetes Stückchen Schwamm, so erhält man einen aufsteigenden Nebelfaden von Salmiakstaub. Dieser wird, da er keine freien Ionen enthält, im elektrischen Felde nicht beeinflusst.

(Eingegangen 3. Mai 1903.)

Über die elektrische Zerstreuung am Vesuv.

Von Heinrich Freiherr Rausch von Traubenberg.

Anlässlich einer Reise nach Süditalien im Monat April dieses Jahres hatte ich es mir unter anderem zur Aufgabe gemacht, einige orientierende Versuche über den Ionengehalt der Luft in der Nähe des Vesuvs anzustellen. Dieses Vorhaben schien mir durch die gesteigerte Thätigkeit des Vulkans in diesem Frühjahre begünstigt zu werden.

Als Messinstrument benützte ich ein Elektroskop, welches im Prinzip demjenigen der Herren Elster und Geitel durchaus nachgebildet war. Den Zerstreuungskörper umgab ein weitmaschiges Drahtnetz, welches eine leichte Cirkulation der Luft erlaubte. In Zimmerluft zeigte dieser Apparat eine positive Zerstreuung von ca. 1 Volt, in Kellerluft eine solche von ca. 10 Volt und auf dem Schlossberg in der Nähe von Freiburg bei schwachem Winde und klarem Wetter positive Zerstreuungen zwischen 8 und 20 Volt in 10 Minuten. Die Stärke der Anfangsladungen betrug bei allen Messungen im Mittel 135 Volt.

An dem ersten Tage meiner Messungen, die ich am Observatorium des Vesuvs ausführte, war das Wetter hell und klar und es wehte ein ziemlich starker Wind in solcher

Richtung, dass er einen Teil der ionisierten Luft vom Krater dem Observatorium zuführen musste. Die Versuche wurden am Nachmittag begonnen und bis zum Abend fortgesetzt. Auf der das Observatorium umgebenden Plattform ergab sich auf einer dem Winde ausgesetzten Stelle eine positive Zerstreuung von 116 und eine negative von 106 Volt in 10 Minuten. An einer vom Winde vollständig geschützten Stelle der Plattform wurde eine positive Zerstreuung von 51 Volt und eine negative von 50 Volt in 10 Minuten gemessen.

Ich erwartete nun, dass es mir bei der starken, hier auftretenden Ionisierung der Luft gelingen würde, ein Drahtnetz in der von Elster und Geitel angegebenen Weise in verhältnismässig kurzer Zeit stark radioaktiv zu machen. Da mir dieses nicht gelang, bin ich geneigt anzunehmen, dass die vom Elektroskop angezeigte Ionisierung der Luft von den Flammengasen und der hohen Temperatur des Kraterinneren herrühre. Ungefähr um 6 Uhr nachmittags zeigte sich eine positive Zerstreuung von 100 Volt und eine negative von 475 Volt in 10 Minuten. Die Entladung des Elektroskops fing nun an mit solcher Schnelligkeit vor sich zu gehen, dass zahlenmässige Beobachtungen mir nicht mehr ausführbar waren. Die Blättchen zeigten häufig ein ruckweises Zusammenfallen von einigen Millimetern.

Überhaupt schien die Stärke der Ionisierung in den einzelnen Zeitmomenten sehr verschieden zu sein. Deswegen scheint mir ein Schluss auf das gleichzeitige Verhältnis von positiver zu negativer Entladung aus den angeführten Werten nicht zulässig, indem die verschiedenen Zeiten zugehörigen Messungen nicht direkt miteinander vergleichbar sind. Bei meiner letzten Messung an diesem Tage war der Ionengehalt der Luft offenbar wieder ein geringerer als bei den vorausgehenden Messungen, denn es gelang mir eine zahlenmässige Beobachtung auszuführen und eine positive Zerstreuung von 125 Volt in 10 Minuten festzustellen. Der Gipfel des Vulkans war an dem Tage während des ganzen späteren Nachmittags vollkommen unbewölkt, auch zeigte der Berg eine recht heftige Thätigkeit, indem in ziemlich kurzen Intervallen dicke Wolken schwarzen Rauches und reichlich Wasserdampf der Krateröffnung entquoll. In der Nacht zeigten sich die schwarzen Wolken von deutlich wahrnehmbaren Feuererscheinungen begleitet, und Wolken, die über die Krateröffnung hinwegstrichen, zeigten einen rötlichen Widerschein der innen befindlichen Glut.

Ob das oben erwähnte ruckweise Zusammenfallen der Blättchen in einem Zusammenhang mit den periodischen Explosionen des Kraters steht oder ob einzelne aus besonders stark ionisierter Luft bestehende Windstösse der Grund dieser Erscheinung seien, konnte nicht festgestellt werden. Leider verhinderte hereinbrechender Regen die Fortsetzung der Versuche während der Nacht; auch am folgenden Tage war das Messen im Freien wegen heftigen Regens und Sturmes nicht möglich. In einem Saale des Observatoriums konnte ich eine positive Zerstreuung von ca. 3 Volt in 10 Minuten nachweisen. In der folgenden Nacht trat zuerst ein Gewitter ebenfalls verbunden mit heftigem Sturm, gegen Morgen jedoch Aufhellung des Wetters ein. Der Wind musste an diesem Tage die vom Krater kommende ionisierte Luft gerade vom Observatorium wegblasen, indem er von der Seeseite herwehte. Der Gipfel des Vulkans war auch während des ganzen Tages, bis auf wenige kurze Augenblicke am Nachmittage, von einer dicken Wolkenhaube bedeckt. Es zeigte sich nun auf der Plattform des Observatoriums im Mittel eine positive Zerstreuung von 15 Volt und eine negative von 34 Volt in 10 Minuten bei mässigem Winde. Bei der letzten Messung war eine entschiedene Aufhellung eingetreten.

Da es mir, wie gesagt, wahrscheinlich schien, dass man den Grund der starken Ionisierung den dem Krater entströmenden hochtemperierten Gasen zuzuschreiben habe, versuchte ich möglichst nahe an der Öffnung des Kraters eine Messung auszuführen; leider wurde mein Vorhaben dadurch vereitelt, dass der die Explosionen begleitende, niederfallende Steinregen mich zum Rückzuge zwang.

Eine Messung, die ich in den Dämpfen einer gelben Schwefelfumarole anstellte, zeigte scheinbar eine ziemlich starke Ionisation an, doch lässt sich diese nicht mit Sicherheit angeben, indem die Isolation des Instruments bei der Kondensation des säurehaltigen Dampfes offenbar keine genügende mehr war.

Zum Schlusse sei es mir gestattet, auch an dieser Stelle Herren Professor Palazzo in Rom sowie dem Direktor des Vesuvobservatoriums Herrn Professor Matteucci für das ausserordentlich liebenswürdige Entgegenkommen und Interesse, das sie meinem Vorhaben entgegenbrachten, meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut d. Universität. 1. Mai 1903. (Eingegangen 3. Mai 1903.)

Über die Analyse der Entladungen eines Kondensators in Verbindung mit einer Hochfrequenzspule.

Von John Härdén.

Wenn in einem Stromkreise, in welchem eine Luftstrecke eingeschaltet ist, ein Kondensator entladen wird, so treten bekanntlich pendelartige Oszillationen der elektrischen Massen ein. Der Vorgang lässt sich nach

W. Thomson folgendermassen ausdrücken: Bezeichnen wir mit Q die aufgespeicherte Elektrizitätsmenge, die in jedem Moment durch eine kleinere Elektrizitätsmenge ergänzt wird; ferner sei nach jeder Entladung q die im Kondensator vorhandene Elektrizitätsmenge. Fliesst in dem Entladungskreis in der Zeit dt die Elektrizitätsmenge dq ab, so ist die Stromintensität in demselben, ausgedrückt in elektrostatischem Masse:

$$i = -\frac{dq}{dt}. \tag{1}$$

Ist weiter C die Kapazität des Kondensators, so ist das Potential bei der Ladung $q = P_q = \frac{1}{2} q^2/C$. Dieses Potential ändert sich beim Abfliessen oder bei der Entladung in der Zeit dt um den Wert $-dP_q = qidt/C$. Dieser Änderung entspricht die bei der Entladung geleistete Arbeitsmenge, die von der Entladung dq geliefert wird. Diese Arbeitsleistung zerfällt in zwei Teile: erstens in die Wärmeentwicklung, gleich i^2rdt, wo r der wirkliche Widerstand des Entladungskreises ist; zweitens wird Arbeit infolge der Induktionswirkung in dem Kreise geleistet. Denken wir uns den Schliessungskreis in Form einer Schlinge derart umgebogen, dass die beiden Drähte der Schlingenhälfte parallel und sehr nahe aneinander verlaufen, d. h. die Strombahn sei bifilar, so fällt der zweite Teil der Arbeitsleistung fort, es entstehen keine Induktionsströme in dem Kreise. Wird aber der vom Strome i durchflossene Draht wieder in die alte Lage zurückgebracht, so ist dabei dieselbe Arbeit erforderlich, wie beim Entstehen des Stromes in ihm. Diese Induktionswirkung kann im allgemeinen mit i^2 proportional, d. h. gleich $\frac{1}{2} Li^2$ gesetzt werden, wenn L die Selbstinduktion des Kreises ist. Zur Überwindung des Potentials der Selbstinduktion ist also die in der Zeit dt verbrauchte Arbeit, während deren sich i um di ändert, $d(\frac{1}{2} Li^2) = Lidi$. Hieraus erhalten wir nun die Gleichung:

$$\frac{q}{C} i\,dt = Li\,di + ri^2dt \tag{2}$$

Eliminieren wir i aus den Gleichungen (1) und (2), so folgt:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{r\,dq}{L\,dt} + \frac{1}{CL} q = 0. \tag{3}$$

Diese Gleichung hat die Lösung:

$$q = ke^{\lambda t} + k'e^{-\lambda' t},$$

in welche die Grössen λ, λ' die Wurzeln der Gleichung:

$$X^2 + \frac{r}{L} X + \frac{1}{CL} = 0$$

sind, also

$$\lambda \text{ beziehungsweise } \lambda' = -\frac{r}{2L} + \sqrt{\frac{r^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}}.$$

Je nachdem nun $C \gtreqless 4\frac{L}{r^2}$ oder r^2 grösser oder kleiner als $4\frac{L}{C}$ ist, werden die Wurzeln λ und λ' reell oder imaginär. Man kann den Wert

$$r_g = 2\sqrt{\frac{L}{C}},$$

bei welchem dieser Übergang stattfindet, als Grenzwiderstand bezeichnen.

Zieht man in Erwägung, dass für $t = 0$ auch $q = Q$ ist und $i = 0$ ist, so lässt sich die Lösung der Gleichung (2) folgendermassen schreiben: zunächst, wenn λ und λ' reell sind:

$$\left.\begin{aligned} q &= \frac{Q}{2aL} e^{-\frac{r}{2L}t} \left\{\left(aL + \frac{r}{2}\right)e^{-at} + \left(aL - \frac{r}{2}\right)e^{-at}\right\} \\ i &= \frac{Q}{2aLC} e^{-\frac{r}{2L}t} \left\{e^{at} - e^{-at}\right\}, \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

wo

$$a = \left(\frac{r^2}{4L^2} - \frac{1}{CL}\right)^{\frac{1}{2}}$$

und e die Basis der natürlichen Log. ist.

Sind andererseits λ und λ' imaginär, so wird:

$$\left.\begin{aligned} q &= \frac{Q}{a'L} e^{-\frac{r}{2L}t} \left\{a'L\cos a't + \frac{r}{2}\sin a't\right\} \\ i &= \frac{Q}{a'LC} e^{-\frac{r}{2L}t} \sin a't \\ &\text{wo} \\ a' &= \left(\frac{1}{CL} - \frac{r^2}{4L^2}\right)^{\frac{1}{2}} \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

ist.

Sind λ und λ' reell, wie im ersten Falle, so nimmt mit wachsendem t der Wert i erst langsam zu und dann wieder ab.

Wäre in diesem Falle die Kapazität des Kondensators unendlich gross und die Ladung Q ebenfalls unendlich, so dass das Verhältnis $\frac{Q}{C} = P$ wäre, so würde die Entladung so vor sich gehen, wie wenn eine konstante Elektrizitätsquelle, z. B. die Klemmen einer Gleichstrommaschine, sich mit der Spannung P über den Entladungskreis entladen würde.

In diesem Falle wird nach Gleichung (4)

$$i = \frac{P}{r}\left(1 - e^{-\frac{r}{L}t}\right). \tag{6}$$

Werden aber λ und λ' imaginär, so nimmt i abwechselnd entgegengesetzte Werte an und es bilden sich „oszillatorische Entladungen". Dann wird ebenso die Ladung q abwechselnd negativ oder positiv. Ihre aufeinander folgenden Maxima treten zu den Zeiten

ein, wo $i = 0$ ist und ihre Werte sind abwechselnd gleich

$$+Q, \quad -Qe^{-\frac{r\pi}{2La'}}, \qquad +Qe^{\frac{2r\pi}{2La'}}$$

und so weiter.

Hieraus geht hervor, dass mit zunehmendem r die Intensität der Strommaxima stärker abnehmen muss, also die „elektrischen Schwingungen“ werden stärker gedämpft werden.

Die Intensität des Stromes ist ein Maximum, wenn $\frac{di}{dt} = 0$, d. h. wenn $tang\, a' t = 2L \frac{a'}{a}$ ist.

Suchen wir hieraus den für den ersten Quadranten geltenden Wert ϑ von $a't$, so treten die Maxima ein zu den Zeiten:

$$t_1 = \frac{\vartheta}{a'}, \left(\frac{\vartheta + \pi}{a'}\right), \left(\frac{\vartheta + 2\pi}{a'}\right)$$

und so weiter, also in Zwischenzeiten, welche gleich $\frac{\pi}{a'}$ sind. Diese Zwischenzeiten sind um so grösser, je kleiner a' ist oder je grösser C und L sind, und ebenso je grösser r ist.

Ist der Widerstand r sehr klein, so dass das zweite Glied von a' gegen das erste zu vernachlässigen ist, so werden die Zwischenzeiten gleich:

$$\pi \sqrt{CL}.$$

Wäre z. B. $C = 1$ Mikrofarad $= 10^{-16}$, $r = 10$ Ohm $= 10^{10}$, $L = 10^6$ in absolutem Masse, so ist die Zeit gleich $\frac{\pi}{100000}$ Sekunde.

Die Zeitdauer einer ganzen Schwingung ist demnach:

$$T = 2\pi \sqrt{CL}.$$

Man kann also den Satz aussprechen, dass „die Quadratwurzel aus der Kapazität des Kondensators und aus dem Potential der einzelnen Teile der Leitung einander proportional sind“.

Ist L unendlich klein, d. h. der Entladungskreis bifilar gewickelt, sodass der Strom in jede Hälfte entgegengesetzt gerichtet ist, dann fällt aus der Gleichung (2) das L fort und die Lösung der Gleichung wird:

$$q = Qe^{-\frac{t}{Cr}}.$$

In diesem Falle kann eine hin und her pendelnde Bewegung der elektrischen Massen nicht stattfinden.

Wie oben gesagt, sind die Wurzeln λ und λ' reell oder imaginär, je nachdem C grösser oder kleiner als $\frac{4L}{r^2}$ ist. Wird daher der Widerstand r zuerst sehr gross genommen, so ist anfangs die Entladung kontinuierlich; wird der Widerstand r dagegen verkleinert, so wird bei dem „Grenzwiderstande“ $r_g = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ die Entladung oszillatorisch.

Die Schlussfolgerungen hieraus sind, dass, wenn man

$$\int_0^\infty i^2\, dt = z$$

und

$$\int_0^\infty i\, dt = y$$

setzt, die mittlere Intensität des Entladungsstromes ist:

$$J_m = \frac{z}{y}$$

und die Entladungsdauer

$$T = \frac{y^2}{z}.$$

Aus den Gleichungen (4 und 5) folgt aber, dass

$$z = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{rC} \quad \text{und} \quad y = Q.$$

Dann ist z auch proportional der im Schliessungskreise erzeugten Wärmemenge, y seiner elektromagnetischen Wirkung.

Endlich ist:

$$J_m = \frac{Q}{2rC}; \quad T = 2rC.$$

Daher ist die Intensität des Entladungsstromes der Quantität Q direkt, dem Widerstande des Entladungskreises und der Kapazität C umgekehrt proportional.

Wird der Kondensator von einem sinusförmigen Wechselstrom geladen, etwa nach dem Schema (Fig. 1), so wird in den Lehrbüchern meistens angegeben, dass die Entladung sich einfach, wie die Kurve 1 (Fig. 2), zeigt, vollzieht.

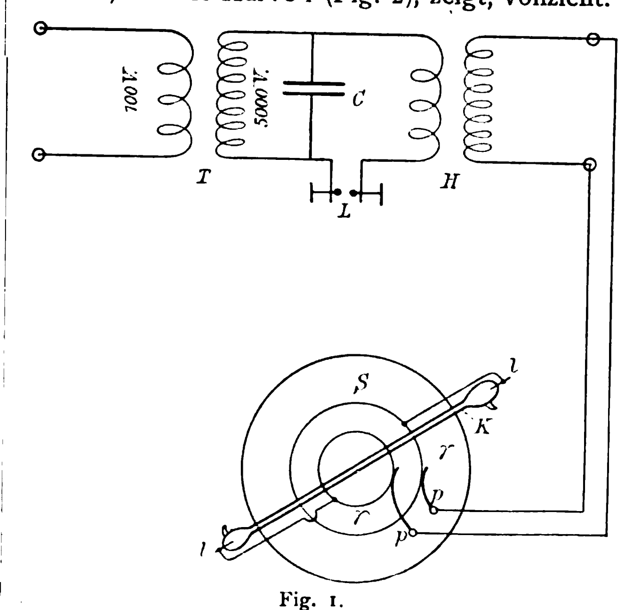


Fig. 1.

Ein Blick auf obige theoretische Auseinandersetzung lehrt aber, dass dies keineswegs immer der Fall sein kann. Darnach würde die Entladung des Kondensators an dem höchsten Punkte a der Stromkurve stattfinden und dann nach einer grossen Anzahl Oszillationen auf Null herabsinken, um dann bei b wieder einzusetzen. Andrews hat nun ein Verfahren angegeben, welches zeigt, dass sich der Vorgang nicht in dieser einfachen Weise abspielt. Diese Anordnung ist in Fig. 1 schematisch dargestellt. An einer Wechselstromleitung mit 100 Volt und 58 Perioden ist ein Transformator T angeschlossen, wodurch die Spannung bis auf 5000 Volt hinauf transformiert wurde. Der Kondensator C ist an die Sekundärklemme dieses Trans-

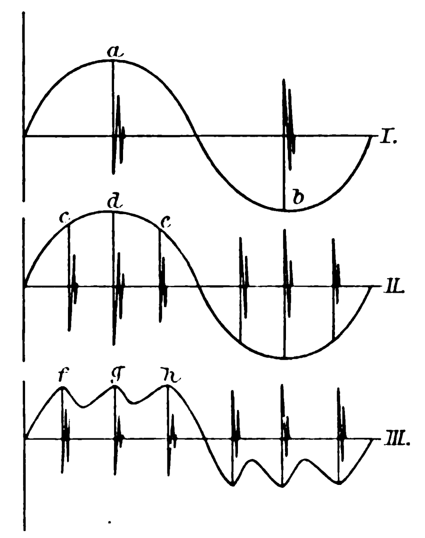


Fig. 2.

formators angeschlossen und wird vom letzteren geladen. Der Kondensator entladet sich durch die aus einigen dicken Windungen bestehende Primärwickelung des Hochfrequenztransformators H, und zwar in üblicher Weise durch die Luftstrecke L. Die Kontakte dieser Funkenstrecke bestanden aus Platin, nicht wie sonst gebräuchlich aus Zink, um auch bei kürzerer Luftstrecke ebenfalls arbeiten zu können. Die Sekundärklemmen des Hochfrequenztransformators führen zu den Schleifringen $r\,r$, welche isoliert auf der Ebonitscheibe S befestigt sind. Quer über diese Scheibe ist eine Vakuumröhre K befestigt, welche aus einer Kapillarröhre von ca. 0,25 mm Bohrung gebildet ist. An den Enden dieser Röhre sind Platinelektroden $l\,l$ eingeschmolzen, welche andererseits mit den Schleifringen verbunden sind. Nebenher sei bemerkt, dass es notwendig war, diese Röhre von beiden Enden aus evakuieren zu müssen, da die Luft durch die Kapillare zurückgehalten wurde; dennoch gelang es nicht, zwei Röhren gleichmässig auszupumpen, sondern jede Röhre

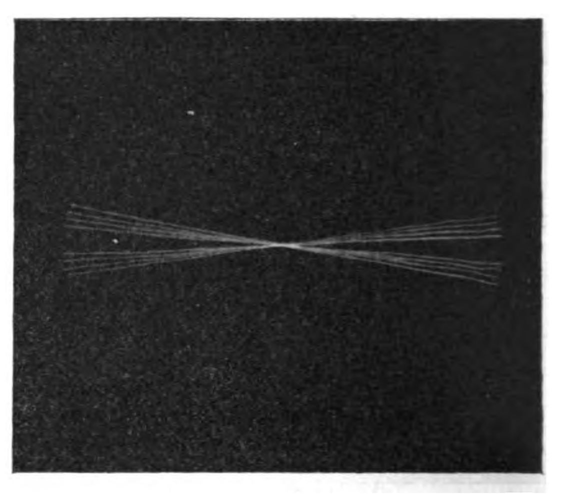


Fig. 3.

bekam eine andere Färbung, sogar an einigen Röhren war die eine Hälfte grünlich, während die andere Hälfte noch violette Färbung zeigte.

Die Scheibe konnte mittels eines Synchronmotors, welcher vom Wechselstromnetz aus gespeist wurde, in Rotation versetzt werden, derart, dass sich die Scheibe in gewissem Takt zu den Entladungen des Kondensators bewegte.

Wurde nun zunächst der Apparat in Gang versetzt bei stillstehender Scheibe, so waren die Entladungen durch Aufflackern der Röhre weithin sichtbar. Drehte sich die Scheibe, so wurden radiale Lichtstreifen sichtbar, wie die photographische Aufnahme (Fig. 3) zeigt. Jeder Streifen entspricht einer Serie von oszillatorischen Entladungen; macht nun die Scheibe z. B. eine Umdrehung während 4 Perioden des Wechselstromes, so entstehen 8 radiale Streifen, wie Fig. 3 zeigt, 4 und 4 zu einem Bündel vereinigt. Fig. 4 zeigt die Entladungen während 3 halber Perioden.

Wird der Widerstand r, Gleichung (3), durch Veränderung der Funkenstrecke verändert, so

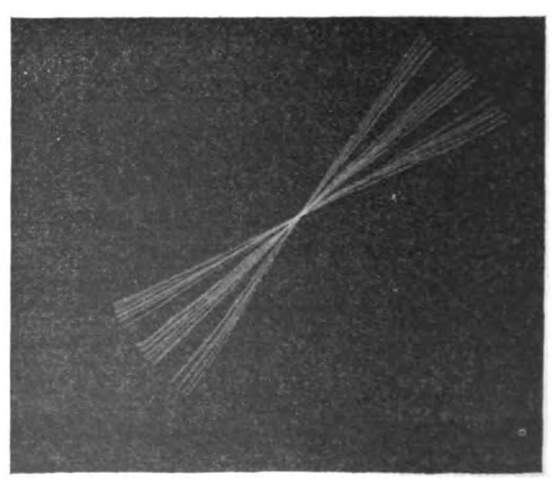


Fig. 4.

wechselt auch das Entladungspotential des Kondensators; vergrössern wir die Luftstrecke L (Fig. 1), so wird der Widerstand r erhöht und der Grenzwiderstand r_g ist erreicht, wenn nur eine Entladung in jeder Halbperiode stattfindet. Die Wirkung der Selbstinduktion wird nämlich, wie vorhin gezeigt, durch den Widerstand r kompensiert, so dass der Kondensator auf ein höheres Potential geladen werden muss, um den vergrösserten Widerstand überwinden zu können und eine Entladung hervorzurufen. Vermindern wir die Luftstrecke, so findet die Entladung statt, ehe der höchste Punkt der Spannungskurve erreicht ist, wie beim Punkte c, Kurve II

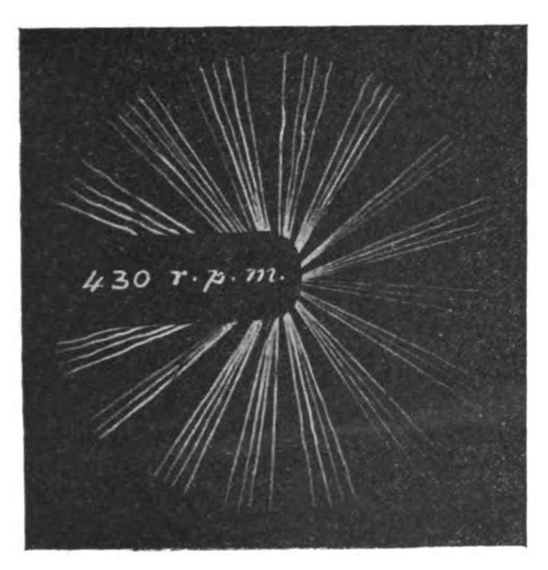


Fig. 5.

(Fig. 2). In Fig. 5 ist ein Stern wiedergegeben, wenn die Scheibe 430 Umdrehungen pro Minute oder 7,18 pro Sekunde machte; während einer halben Umdrehung der Scheibe ergaben sich 8 Strahlenbündel, entsprechend 4 Perioden oder 8 Halbperioden bei 58 periodigem Wechselstrom:

$$\frac{58}{7,18} = 8 \; ca.$$

(Dass die Division nicht ganz aufgeht, rührt daher, dass die Periodenzahl nicht ganz genau 58 betrug.)

Aus den früheren Gleichungen ersehen wir, dass es möglich ist, die Anzahl der Hauptentladungen pro Periode nicht nur durch Änderung des Widerstandes in der Luftstrecke zu erhöhen, bezw. zu erniedrigen, sondern auch durch Veränderung der Kapazität oder der Selbstinduktion.

Die Darstellung der Wellenform, wie sie in 1 und 2 (Fig. 2) gezeigt sind und wie sie auch sonst meistens dargestellt werden, ist aber nicht mit der Thatsache übereinstimmend. Denn wäre das der Fall in z. B. No. 2 (Fig. 2), dass die Spannungskurve nach der ersten Entladung im Punkte c weiter ansteigen würde, so würde ja das Entladungspotential des Kondensators bereits überschritten sein und es würde eine fortwährende Lichtbogenentladung bis zum Punkte e ohne Oszillationen über d stattfinden. Der Vorgang spielt sich vielmehr so ab, wie es in No. 3 (Fig. 2) gezeigt ist: die Spannung fällt nach der ersten Entladung bei f bis zu einem gewissen Betrag herab, weil der äussere Widerstand durch den in der Luftstrecke entstandenen Entladungsbogen herabgesetzt wird. Nach dieser ersten Entladung steigt sie rasch wieder bis zum g heran, d. h. bis sie denselben Wert wie in f erreicht hat, wobei die zweite Entladung stattfindet, u. s. w. In anderer Weise lässt sich der Vorgang nicht erklären.

Schenectady U. S. A., 25. Januar 1903.

(Eingegangen 18. März 1903.)

Über Spitzenausströmungen infolge von Teslaentladungen.

Von K. v. Wesendonk.

Nachdem Verfasser bei schnellen elektrischen Schwingungen, von einem Blondlotschen Erreger in parallelen Drähten hervorgerufen, wie bei sogenannten Seitenentladungen die überwiegende positive Ausströmung untersucht[1]), war es für ihn von Interesse, dieselbe Erscheinung auch bei einem eigentlichen Teslaschen Transformator zu beobachten. Es wurde hierzu schon vor einiger Zeit von Herrn Mechaniker Gebhardt hier nach den Angaben des Herrn Himstedt[2]) ein solcher Apparat angefertigt. Auf eine Glasröhre von 38 mm äusseren Durchmesser und gegen 400 mm Länge wurden 10 Windungen eines 4 mm dicken Drahtes (von vorn gesehen) von links nach rechts (wie Uhrzeiger) gewunden (Steighöhe ca. 1 cm), die Drahtenden verlaufen eine Strecke weit geradlinig parallel der Achse der obengenannten Glasröhre, biegen dann rechtwinklig um und tragen Klemmschrauben zur Aufnahme der Zuleitungsdrähte α und β (Fig. 1). Über diese primäre Rolle (bei AB Fig. 1 schematisch angegeben) ist eine Ebonitröhre geschoben 440 m lang und von einer Wandstärke[3]) von ca. 7—8 mm, dieses um den Funken genügenden Widerstand gegen Durchschlagen zu leisten. Auf besagte Ebonitröhre ist dann die sekundäre Rolle (CD Fig. 1) in demselben Sinne wie die primäre gewickelt, und zwar 200 Windungen eines 1 mm dicken Drahtes, deren Abstand ebenfalls 1 mm beträgt. Die Drahtenden sind an Ebonitklötzchen angebracht, welche sich auf

1) Naturw. Rundsch. **10**, 401—404, 1895; Wied. Ann. **66**, 340—345, 1898; Diese Zeitschr. **2**, 529, 1901.
2) Himstedt, Wied. Ann. **52**, 476, 1894.
3) Innerer Durchmesser ca. 46 mm, äusserer ca. 62 mm bei der Ebonitröhre.

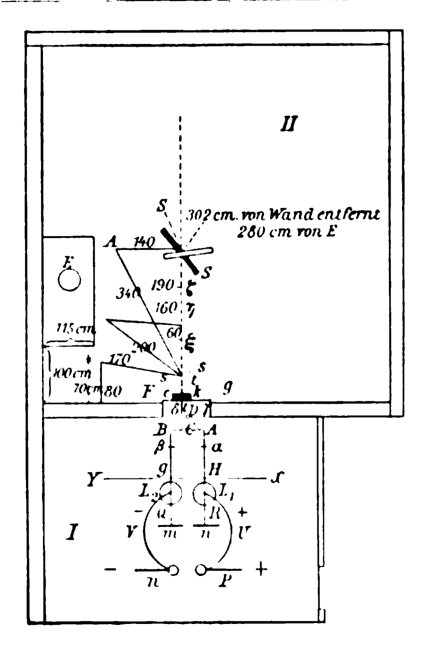


Fig. 1.

der Ebonitröhre befinden. Der ganze Transformator wurde in einen mit Paraffinöl mehr oder minder angefüllten Steinguttrog versenkt, sodass nur die vier Drahtenden der primären wie sekundären Rolle daraus hervorragten. Als Elektrizitätsquelle diente eine grössere Vosssche Influenzmaschine, die aber nebst Verstärkungsflaschen und Teslatransformator in einem gesonderten Raume (*I* Fig. 1) aufgestellt wurde, getrennt von der ausstrahlenden Spitze und den zur Beobachtung nötigen Elektroskopen und Elektrometern. Die direkte Influenz seitens der geladenen Systeme ebenso, wie die von denselben ausgehende elektrisierte Luft, kann nämlich besonders bei feineren Messinstrumenten im hohen Grade störend wirken. Wie Fig. 1 zeigt, befand sich die Influenzmaschine, deren Pole bei *P* und *N* angedeutet in einem Zimmer *I*, dessen Thüre durch ein mit Stanniol überzogenes Brett *FG* ersetzt worden war. Ein rechteckiger Ausschnitt (ca. 275 mm hoch und 155 mm breit) bei *lk* ist durch einen Paraffinklotz ca. 35 mm dick verschlossen. Eine Öffnung in demselben erlaubt einem Leiter *tt*, der vorn im Raum *II* die ausstrahlende Spitze *s* trägt, den Eintritt in das Beobachtungszimmer *II*. L_1 und L_2 sind zwei grössere Verstärkungsflaschen[1]), deren innere Belegungen je mit einem der Pole der Maschine in Verbindung stehen. Die äusseren Belegungen befinden sich isoliert auf Paraffinklötzen und sind durch dicke Drähte *H* und *J* mit den Klemmen α und β der primären Rolle verbunden. Ausserdem führen von den inneren Belegungen dicke Drähte *Q* und *R* zu den 10 mm dicken isolierten, vorn abgerundeten Zinkstäben *m* und *n*, zwischen denen sich der die elektrischen Schwingungen liefernde Funke bildet. Die Schlagweite betrug stets, soweit nicht besonders etwas anderes angegeben, 15 mm, eine Grösse, die sich bei Vorversuchen als recht günstig in Bezug auf die Wirkung ergeben hatte. Als Leiter *tt* diente zunächst einfach eine Stricknadel, deren eines Ende man durch eine Klemmschraube mit dem einen Ende δ der sekundären Transformatorrolle in Verbindung brachte, während an dem anderen im Raume *II* befindlichen Ende bei *s* eine mittelfeine, als Spitze für die Ausströmungen dienende Nähnadel angelötet wurde. Den zweiten Pol der sekundären Rolle γ leitete man für gewöhnlich durch eine kurze nasse Schnur zur Erde ab, um so Anhäufungen von Elektrizität in der sekundären Rolle zu vermeiden. Bekanntlich hat ja eine solche nasse Schnur auf schnelle elektrische Schwingungen so gut wie keinen Einfluss. Ebenso wurde das Drahtsystem der primären Rolle durch eine nasse Schnur zur Erde abgeleitet. Man erreichte es auf diese Weise, indem alle Anhäufungen von Elektrizitätsmengen vermieden wurden, dass an der Spitze mit grosser Regelmässigkeit und Sicherheit positive Ausstrahlungen sich zeigten, auch wenn die Symmetrie in dem geladenen Systeme keineswegs gewahrt erschien. Herr Himstedt[2]) hat den Einfluss von Mängeln in der Symmetrie gelegentlich etwas näher diskutiert. Ohne die genannten Ableitungen können sie in der That sehr störend wirken, und ganz verschiedene Vorzeichen für die Ausstrahlungen sich je nach Umständen ergeben. Bei der vom Verfasser[3]) getroffenen Anordnung erhält man Unterschiede nur noch insofern, als die ausgeströmten Mengen positiver Elektrizität grösser oder kleiner ausfallen, wenigstens solange die Entfernung zwischen der Spitze und dem auffangenden Systeme innerhalb gewisser Grenzen bleibt. Im 3. Jahrgange dieser Zeitschr., S. 462,

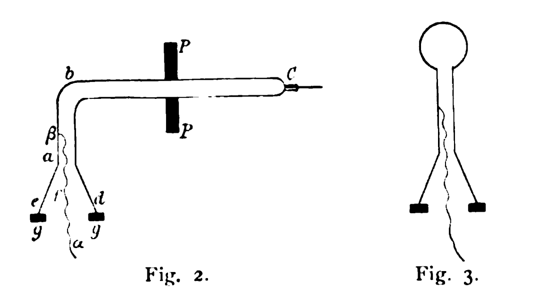


Fig. 2. Fig. 3.

1) Äussere Belegung hat ca. 41 cm Umfang und 37 cm Höhe.

2) Wied. Ann. **68**, 295—298, 1899.

3) Gegenüber Herrn Pflüger (Wied. Ann. **60**, 772, 1897 möchte bemerken, dass ich nach meinen Erfahrungen es nicht als wesentlich betrachte, den anderen als den ausstrahlenden Pol abzuleiten, sondern nur, dass die sekundäre Spule überhaupt abgeleitet wird. Sehr wichtig erschien mir die Ableitung der primären Spule.

hat Verfasser kurz darauf hingewiesen, dass man solche Teslaentladungen erhalten kann, bei denen mit dem Exnerschen Elektrometer keine negativen Ausströmungen mehr nachzuweisen sind bei zunehmender Entfernung der Spitze von der Auffangsplatte. Die positive Strahlung erschien dabei am schwächsten, wenn die äussere Belegung der positiven elektrisierten Verstärkungsflasche (wie P in Fig. 1) mit demjenigen Ende des Transformators (wie bei a in Fig. 2) verbunden war, an dem sich die ausströmende Nadel nicht befand. Man verstärkte nun die Unsymmetrie noch künstlich dadurch, dass man den einen oder anderen Pol der Influenzmaschine durch eine nasse Schnur ableitete. Auch jetzt noch erhielt man regelmässig positive Ausströmungen, die bei isoliertem positivem Pole anscheinend am schwächsten ausfielen bei der obengenannten Verbindungsart (eben wie in Fig. 1). Aber auch unter solchen Umständen noch, wenn eine auf Paraffin isolierte, mit dem Exnerschen Elektrometer verbundene kreisförmige Metallscheibe von 75 mm Durchmesser in 53 cm Entfernung in der Richtung ($\xi\ \eta\ \zeta$ Fig. 1) der Nadel von deren ausströmender Spitze abstand, ergab sich deutlich Aufnahme positiver Elektrizität. Man verfährt bei solch kleinen Effekten zweckmässig so, dass man das Exnersche Elektrometer vor dem Versuche positiv oder negativ elektrisiert, und zusieht, bei welchem Vorzeichen die Ladung dauernd abnimmt. In grösseren Entfernungen Spitze—Platte zeigte sich dann nichts Deutliches mehr, und Verfasser ersetzte daher das Exnersche Elektrometer durch ein solches[1]) nach Dolezalek[2]) (E Fig. 1) von Mechaniker Bartels-Göttingen konstruiertes, dessen Isolierungen aus Bernstein bestehen. Zum Auffangen der ausgestrahlten Elektrizität dienten jetzt teils die obengenannte Scheibe, teils eine ebenfalls auf Paraffin isolierte grössere runde Metallplatte von 240 mm Durchmesser, teils eine kleinere runde in einem Bernsteinhalter[3]) zu befestigende Messingscheibe (80 mm Durchmesser)[4]), endlich ein Wassertropfenkollektor oder eine Flammensonde (wie sie Herr Exner seinerzeit angegeben). Zu diesen Versuchen ist es aber nötig, dass das mit Stanniol überzogene Brett FG recht dicht abschliesst, Ritzen und Fugen sind mit Watte und Stanniol zu verstopfen u. s. w.,

1) Eine von Bartels gelieferte Ladesäule mit Abstecknadel nach Dolezalek diente zum Laden der Nadel des Elektrometers. Die Empfindlichkeit wurde so reguliert, dass beim Abstande der Skala (S Fig. 1) nebst Ablesefernrohr von ca. 280 cm ein hoher Daniell ca. 70 mm Skalenteile Ausschlag lieferte.

2) Zeitschr. f. Instrumentenk. 1901, S. 345 u. f.

3) Von Günther & Tegetmeyer in Braunschweig bezogen.

4) Dabei ist aber zu bedenken, dass auch der Draht zum Elektrometer als Sonde wirkt, und zweckmässig nicht näher der Spitze sein soll als die Auffangsplatte.

denn sonst dringt von der Maschine aus elektrisierte Luft in den Beobachtungsraum und macht das Arbeiten dort illusorisch. Ist der positive Pol der Maschine abgeleitet z. B., so kann es leicht geschehen, dass relativ grosse Mengen negativer Elektrizität nach II gelangen, entsprechend bei abgeleitetem negativen Pol positiv geladene Luft. Diese Ladungen sind auch durch Auslüften nicht immer schnell zu entfernen, und daher doppelt störend. Auch empfiehlt es sich einen in Fig. 1 bei XY angedeuteten abgeleiteten Schirm vor den Flaschen anzubringen[1]), um eine direkte Influenz durch das Paraffinfenster lk auszuschliessen. Auch im Beobachtungsraume wurden passende abgeleitete metallische Schirme eingeführt, die störende Einflüsse auf das Elektrometer (schon seitens des Beobachters u. s. w.) möglichst vermeiden sollten. Auch wurde die Stricknadel, welche als Leiter tt diente, da an ihr bereits innerhalb I leuchtenden Entladungen auftraten[2]), welche eventuell den Effekt in II beeinträchtigen konnten, durch einen geeigneten dicken metallischen Zuleiter ersetzt, an dem vorn im Raume II die ausstrahlende Nadel eingeschraubt wurde, Fig. 2, woselbst PP das Paraffinfenster darstellt.[3]) Auch der andere Pol wurde so eingerichtet, dass keine oder fast keine Lichterscheinungen mehr sich zeigten. Stellte man nun eine auffangende Platte der Nadel gerade gegenüber in der Richtung ($\xi\eta\zeta$ Fig. 1) 60 cm, 80 cm, 115 cm, 140 cm, 180—190 cm entfernt, so zeigte sich (natürlich mit abnehmender Stärke bei zunehmender Entfernung) stets entschieden positive Ladung. Etwa 400—600 Skalenteile und mehr, d. h. bis zum Verschwinden der Skala aus dem Gesichtsfelde, betrug die Verschiebung, wenn man das Funkenspiel einleitete und anhalten liess, mochte man nun den positiven oder negativen Pol an der Influenzmaschine ableiten. Aber auch bei seitlicher und schief gerichteter Verschiebung des Auffangkörpers traten stets positive Ladungen auf, wenn man dabei die obengenannten Vorsichtsmassregeln traf. In Fig. 1 sind einige solche Stellungen angedeutet. A ist in schiefer

1) Elektrische Schwingungen, die in Drähten, welche mit dem Elektrometer in Verbindung stehen, erregt werden, scheinen unter Umständen störend auftreten zu können. Es empfiehlt sich, für die verschiedenen nötigen Ableitungen mehrere möglichst unabhängig zur Wasserleitung führende Drähte zu verwenden.

2) Ebenso wie an den Drahtenden der sekundären Transformatorrolle.

3) Der Zuleiter bestand aus einer 10 mm dicken (Fig. 2) bei b umgebogenen Messingröhre $a\ b\ c$, deren horizontaler ca. 30 cm langer Teil bei c geschlossen, woselbst die ausstrahlende Spitze aufzuschrauben ist. Unterhalb erweitert sie sich trichterförmig ($d\ e\ f$), sodass man sie über das eine Ende der sekundären Transformatorrolle (und die dieses tragende Ebonitsäule) schieben kann, $g\ g$ ist ein Ebonitring, welcher unter das Paraffinöl zu liegen kommt, $\alpha\beta$ ist ein bei β angelöteter Draht, der zur Verbindung mit dem sekundären Drahtende dient innerhalb des Trichters $d\ e\ f$. Über das andere Ende der sekundären Rolle wird ein Leiter, wie Fig. 3, geschoben.

Richtung um 340 cm von der Nadelspitze[1]) entfernt und in senkrechtem Abstande von der Richtung der Nadel (mit $\xi\eta\zeta$ angedeutet) um 140 cm. Für *B* gilt entsprechend 200 cm und 160 cm, *C* ist schief 170 cm entfernt und 80 cm senkrecht zu der Wand hin. Bei + an der Tischecke und bei * 70 cm von der Wand entfernt (nahe bei +) wurde auch wiederholt beobachtet, mit dem Erfolge positiver Ladungen wie in den anderen Lagen. (300 mm positive Verschiebung z. B. bei dem Wasserkollektor.)

In der Stellung *A* z. B. erreichte man leicht mit der grösseren Auffangscheibe bei isoliertem positiven Maschinenpole eine vom Nullpunkte des Elektrometers ab gerechnete positive Verschiebung um 175 mm (Skalenteile), bei isoliertem negativen Maschinenpole eine ebensolche positive von 240 mm, doch konnte man auch 390 mm erreichen bei anhaltendem Funkenspiele. Der Wasser- eventuell auch ein Flammenkollektor zeigen dabei ebenfalls mit aller Entschiedenheit positive Wirkungen der elektrischen Ausströmungen an, welche auch nach dem Aufhören des Funkenspieles noch fortdauern. Es stellt sich also im Raume *II* infolge der Teslaentladungen ein positives Potential ein[2]), sowohl bei isoliertem positiven wie negativem Pole der Influenzmaschine. Dabei ist zu beachten, dass die nach Herrn Himstedt getroffene Einrichtung durchaus nicht das Maximum der Wirkung ohne weiteres ergiebt. Dazu gehört Resonanz zwischen primärem und sekundärem Schwingungskreise, worüber ja Herr Drude in seinen trefflichen Untersuchungen eingehend gehandelt. Von solcher Resonanz scheint Verfassers Anordnung ziemlich weit entfernt zu sein, es kam aber bei den vorliegenden Untersuchungen ganz und gar nicht darauf an, für die ausströmende Spitze besonders hohe Spannungen zu erreichen. Im Gegenteil erscheint das obige Resultat einer soweit reichenden positiven Ausströmung um so interessanter, wenn solches nicht der Fall. Hielt man vor die strahlende Spitze eine abgeleitete Platte, so hörten schon bei 35 mm Entfernung die Funken auf. Bei freier Ausströmung in den Raum *II* zeigte sich an der Spitze der Nadel ein baumartiges, aus wenigen dickeren Ästen bestehendes Lichtgebilde, das an einen positiven Büschel erinnert, ohne aber die gewöhnliche bekannte charakteristische Gestalt völlig anzunehmen, die ja zumeist zahlreiche feinere Verästelungen zeigt. Nähert man eine abgeleitete Platte der Nadel, sodass die leuchtende Erscheinung bis zu ihr reicht, so nähert sich das Gebilde mehr der typischen Form. Es ist aber nach dem Obigen keineswegs notwendig, dass das Lichtgebilde bis zur Auffangplatte reicht, um positive Ladung zu erhalten. Die Nadel selbst erscheint wie mit leuchtenden Borsten besetzt. Es wurden übrigens in der Stellung *A* auch mit Funken von nur 10 mm Länge ganz ausgesprochen positive Wirkungen erhalten.

Sollte es Verfasser nach veränderter Aufstellung der Apparate in Zimmer *II* gelingen, noch auf grössere Entfernungen hin positive oder negative charakteristische Wirkungen mit Teslaentladungen zu erhalten, so wird er sich gestatten, weiter darüber zu berichten.

Zum Vergleiche wurden, wie das in letzter Zeit ja mehrfach geschehen. Versuche über die Entladungen eines älteren Ruhmkorffschen Funkeninduktors angestellt. Die grössten dabei vorkommenden Spannungen gaben zwischen Kugelelektroden von 1 cm Durchmesser Funken von 6—7 cm. Dabei wurde, während der eine Pol des Induktoriums beständig abgeleitet blieb, der andere mit einer in genügender Entfernung[1]) isoliert aufgestellten feinen Nadelspitze verbunden, der in veränderlicher Entfernung eine Messingplatte von fast 15 cm Durchmesser gegenüberstand, diese verband man dann je nach Bedarf mit einem Braunschen, Bentzschen oder Exnerschen Elektrometer. Der isolierte Pol des Induktoriums wurde durch Kommutieren des primären Stromes bald zur Anode bald zur Kathode des Öffnungsstromes cet. par. gemacht. Liess man den am Instrument angebrachten Wagnerschen Hammer arbeiten und verwendete relativ starke primäre Ströme, so zeigte sich das folgende, wohl etwas unerwartete Resultat: Auch bei grösseren Abständen Spitze — Platte erhält die Auffangplatte, im Falle die Nadel Anode des Öffnungsstromes mehr positive Ladung, als im umgekehrten Falle negative.[2]) Das ändert sich mit abnehmender Spannung resp. Schwächung des primären Stromes und man kann leicht

1) Die Nadelspitze lag 95 cm über dem Fussboden und ragte zumeist 11 cm über das Paraffinfenster nach *II* hinein hervor.

2) Wenn z. B. die Ausströmungen am Wasserkollektor (in *A* aufgestellt) einen positiven Ausschlag von 450 mm gegeben hatten, man dann das Funkenspiel einstellte, so verblieb nicht nur ein solcher Ausschlag längere Zeit mit nur geringer Abnahme bei laufendem Wasserstrahle bestehen, sondern wenn man ableitete und bald wieder isolierte, so fand sich (bei laufendem Strahle) wieder ein Ausschlag von 330 mm. Der Raum *II* ist also wirklich positiv geladen, was sich mit der Zeit besonders nach Auslüften allmählich verliert.

1) Besonders bei Anwendung empfindlicherer Elektrometer kann nämlich eine direkte Einwirkung des Induktoriums sich geltend machen, wenn auch die ausströmende Nadel garnicht mit dem isolierten Pole verbunden.

2) Z. B. bei Abstand Spitze—Platte 10 cm keine Funken, nur schöner grosser Büschel bei positiver Entladung, ladet sich Platte dauernd (d. h. nachdem Thätigkeit des Induktors eingestellt) positiv zu ca. 1750 Volt, negativ nur 1200 bis 1250 Volt. Ähnlich bei 6 cm Entfernung Spitze—Platte, bei 37,5 cm Abstand ist mit Goldblattelektroskop die Überlegenheit der positiven Ausstrahlung deutlich zu konstatieren. Dagegen bei 3 cm Abstand scheint negative Ausströmung in Vorteil, wenn man Funken vermeidet.

beobachten, wie dann die negative Ausströmung die Oberhand gewinnt, so bei Spannungen die 2—3 cm Funkenlänge zwischen 1 cm dicken Kugeln der Funkenmikrometer liefern. Wenn man statt des Wagnerschen Hammers einen rotierenden Unterbrecher, wie er an den Doveschen Disjunktor (Wiedemann, Elektrizität **4**, 6 und 7, 1898) angebracht, verwendet, so ist stets die negative Elektrizität im Übergewicht.[1]) Alsdann ist aber die Spannung freilich nur noch relativ sehr gering, der rotierende Unterbrecher liefert zwischen Kugeln von 1 cm Durchmesser nur Funken von einigen Millimetern Länge unter den gegebenen Umständen. Bei stärkeren Potentialen traten übrigens sehr leicht noch an anderen Stellen als an der Nadelspitze leuchtende Ausströmungen ein. Um diese zu vermeiden, wurden Zuleitungen u. s. w. mit Gummihüllen umgeben, sodass nur die Nadel frei hervorragte.[2]) Später ersetzte man diese Einrichtung durch eine 140 cm lange ca. 1 cm dicke Metallröhre, welche, mit einem Endtrichter versehen, über die isolierte Elektrode des Induktoriums gestülpt wurde, während das (isoliert gestützte) andere Ende die Nadel trug. Die Resultate blieben wesentlich dieselben.

In den primären Stromkreis wurde ferner ein rotierender, auf die Schwungmaschine zu montierender Kommutator eingeschaltet, der bei einer Umdrehung zwölf Stromwechsel bewirkte. Je nach der Schnelligkeit des Drehens konnte man also leicht 30—50 Kommutationen in der Sekunde erreichen, ebenso oft wurde also der isolierte Pol des Induktoriums Anode resp. Kathode für den Öffnungsstrom. Die erzielte Wirkung blieb stets nur schwach, der Abstand Spitze — Platte musste auf wenige Centimeter beschränkt werden, ergab dann aber stets eine negative Ladung des mit der Platte verbundenen Elektroskopes.

Versuche, wie die hier mit dem Induktorium ausgeführten leiden an der Ungenauigkeit, dass sie sehr von der Art der Stromunterbrechung (Gang des Wagner-Hammers u. s. w.) abhängig sind in ihren Ergebnissen. Indessen scheint Verfasser doch daraus deutlich folgendes hervorzugehen. Die Überlegenheit der positiven Entladungen ist nur da vorhanden, wo die disruptiven (eigentlichen Büschelentladungen) in den Vordergrund treten, während bei dem mehr kontinuierlich dahinfliessenden Spitzenlichte die negative Elektrizität bei weitem im Vorteil ist, auch bei kleinen Entladungsstrecken.

1) Mit Ausnahme vielleicht von ganz kleinen Entfernungen Spitze—Platte, wo negative wie positive Funken entstehen, doch war zumeist auch hierbei die negative Elektrizität überlegen.

2) Etwaige Ladungen, die der Gummi annehmen konnte, hatten keinen wesentlichen Einfluss (durch Influenz) auf die polare Verschiedenheit der Einstellung der Elektrometer, wie man durch Verhalten einer abgeleiteten Platte vor die Nadelspitzen achweisen konnte.

Schnelle Stromwechsel wie bei den Teslaentladungen, ebenso wie (wenigstens relativ) hohe Potentiale scheinen der Ausbildung solcher starker disruptiver Ausströmungen günstig zu sein und die mehrfach studierten positiven Wirkungen dadurch zu bedingen.

(Eingegangen 20. April 1903.)

Zur Polarisation der Röntgenstrahlung.

Von Robert v. Lieben.

Die folgenden Versuche, die zum Studium der von Blondlot entdeckten Polarisation[1]) der Röntgenstrahlen unternommen waren, haben ergeben, dass nur ein Teil der aus der Röntgen-Röhre austretenden Strahlung als polarisiert zu betrachten ist.

Während Blondlot als Analysator eine kleine, sehr fein verstellbare Funkenstrecke benützte, wurde in den nachfolgenden Versuchen die Wirkung der Röntgenstrahlen auf einen Metallspiegel beobachtet, der, wenn er sich im Vakuum befindet, bekanntlich Kathoden-[2]) und Sekundärstrahlen entsendet. Dieses Phänomen scheint völlig analog der Wirkung, die ultraviolettes[3]) Licht oder Licht aus dem Bereich des sichtbaren Spektrums[4]) an Metallspiegeln im Vakuum hervorruft. Wie nun bei den lichtelektrischen Erscheinungen der Einfluss der Richtung der Lichtschwingungen gegen eine spiegelnde Metallkathode, in Bezug auf den erzeugten photoelektrischen Strom, schon nachgewiesen worden ist[4]), so war dieser Einfluss auch bei der Röntgen-elektrischen Erscheinung zu vermuten, falls nur die Röntgenstrahlung merkbar polarisiert war, und die Oberfläche des Metalles eben genug gemacht werden konnte. Die Anordnung des Versuches zur Erzeugung der Kathoden- und Sekundärstrahlen an dem Metallspiegel, sowie ihr photographischer Nachweis, war der von Dorn angegebenen[5]) nachgebildet.[6]) Nur wurde, statt der festen Metallspiegel (Blei, Platin etc.), die Dorn anwandte, ein solcher aus reinem Quecksilber gewählt, um die Oberfläche möglichst glatt zu bekommen.

Die Anordnung war, wie aus der Fig. 1 ersichtlich, derart getroffen, dass die Röntgen-Röhre R ihre Strahlen gegen die 14 mm dicke

1) C. R. **136**, 284.

2) E. Dorn, Archives Néerlandaises **5**, 595, 1900; Sagnac, C. R. **128**, 300, 1899; Curie et Sagnac, C. R. **130**, 1013, 1900.

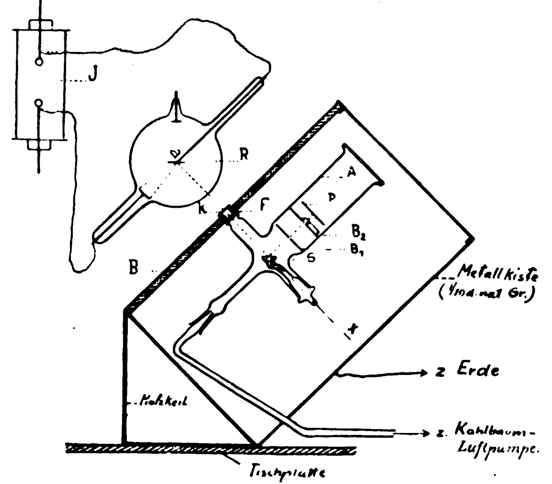
3) Lenard, Ann. d. Phys. **2**, 359, 1900.

4) Elster u. Geitel, Wied. Annalen **55**, 684, 1895.

5) E. Dorn, Archives Néerlandaises **5**, 595, 1900.

6) Zur Erzeugung der für die Versuche nötigen kräftigen Röntgenstrahlung wurde ein Induktorium der Firma Reiniger, Gebbert & Schall mit einer Schlagweite von 45 cm benutzt, das mit einem Quecksilberstrahl-Unterbrecher der gleichen Firma betrieben wurde.

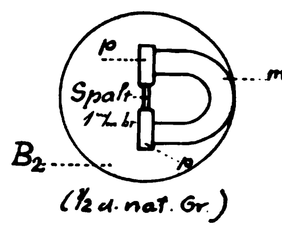
Bleiwand B einer lichtdichten zur Erde abgeleiteten Metallkiste warf. Ein kreisrundes, mit einem Korkstopfen K verschlossenes Loch (von 10 mm Durchmesser) in der Bleiplatte gewährte den Strahlen den Eintritt in den mit einem dünnen Aluminiumfenster (0,1 mm) F versehenen evakuierbaren Glasapparat A. An der Quecksilberoberfläche S (die in der Fig. 1 z. B. einen Winkel von 45^0 mit der Richtung der Röntgenstrahlen ax einschliesst) entstehen nun die Kathoden- und Sekundärstrahlen in ziemlich diffuser Weise. Durch Abblendung mittels zweier einen Spalt enthaltender Bleiplatten B_1, B_2 wurde das Strahlenbündel scharf begrenzt und gelangte dann auf die zu den Blei-Blenden parallele photographische Platte P. Auf der oberen der beiden Blenden B_2 war ein kleiner Hufeisenmagnet m (Fig. 2) derart befestigt, dass der Blendenspalt seiner Länge nach die beiden Polschuhe p verband. Infolge dieser Anordnung wird die Strahlung, ehe sie die photographische Platte trifft, in die unablenkbare Sekundärstrahlung und die ablenkbare Kathodenstrahlung zerlegt. Beide Strahlenarten erscheinen daher getrennt auf der photographischen Platte. Die Sekundärstrahlen geben ein scharf begrenztes Spaltbild, während die Kathodenstrahlen infolge ihrer ungleichen Geschwindigkeit ein stark verbreitertes und (wegen der Inhomogenität des Magnetfeldes) gekrümmtes Spaltbild entwerfen.



A = evak. Glasapparat.
B_1 = Bleiblende.
B_2 = „ mit Magnet.
P = photographische Platte.
S = Quecksilberspiegel.
F = Aluminiumfenster (0.1 mm).
B = Bleiplatte (14 mm st.).
K = lichtdichter Abschluss (Kork).
R = Röntgenröhre.
J = Induktor.

Fig. 1.

Man war so in der Lage, die den einfallenden Röntgenstrahlen korrespondierende Sekundär- und Kathodenstrahlung hinsichtlich ihrer Intensität, die Kathodenstrahlung aber ausserdem noch bezüglich ihrer Geschwindigkeit zu untersuchen. Ehe man aber auf die verschiedene Wirkung eingeht, die der polarisierte Röntgenstrahl bei der Drehung um seine Achse ausübt, kann man vorher fragen, ob, wie beim Lichte auch bei der Röntgenstrahlung ein Einfluss des Einfallswinkels auf den elektrischen Effekt existiert. Dieser Einfluss besteht und war auch zu erwarten, selbst wenn die Röntgenstrahlung gar nicht polarisiert war, da er bloss an die Transversalschwingung, nicht aber an die Schwingung in einer Ebene gebunden ist.



B_2 = Bleiblende.
m = Hufeisenmagnet.
p = Polschuhe.

Fig. 2.

In folgendem soll der an dem Quecksilberspiegel hervorgebrachte Effekt immer unter vergleichbaren Umständen 1. bezüglich der Variation des Einfallswinkels, 2. bezüglich der Drehung der Polarisations-Ebene, 3. bezüglich der Änderung des Härtegrades der Röntgen-Röhre beschrieben werden. Vorausgeschickt sei jedoch, dass die meisten der folgenden Versuche vorläufig nur qualitativer Natur sind.

1. Einfallswinkel.

Schon Vorversuche hatten gezeigt, dass der Einfluss, den der Unterschied im Härtegrade der Röntgenstrahlung, in Bezug auf Sekundär- und Kathodenstrahlung, hervorbrachte, ein sehr beträchtlicher war. Wollte man daher vergleichende Versuche anstellen, so musste vor allem die Röntgen-Röhre während der Expositionen auf dem gleichen Härtegrad erhalten werden. Dies wurde durch eine zur Röhre parallele Funkenstrecke (5—15 cm), Härter- und Weichermachen der Röhre [1]), und durch stetes Kontrollieren der Strahlung mit dem Fluoreszenzschirm erreicht. Der Mittelwert des Härtegrades der Strahlung konnte, da die Expositionen recht lange (12 Min. bis $1\frac{1}{2}$ Stunden) dauerten, ziemlich gut eingehalten werden. Wollte man nun die Wirkung der Röntgenstrahlen bei verschiedenen Einfallswinkeln vergleichen, so war es infolge der gewählten Anordnung (Spiegel und Blendenstellung) notwendig, eine einfache Umrechnung hinsichtlich der zu vergleichenden Expositionszeiten durchzuführen. Ferner ist aus der Fig. 1 ersichtlich, dass bei der Variation des Einfallswinkels sich auch die Richtung des von den Blenden begrenzten Kathodenstrahlenbündels zur Spiegelebene ändert. Kontrollversuche bei beliebigem Einfallswinkel ergaben, dass eine Vorzugsrichtung der

1) Später gelangten auch Müller-Röhren mit automatischer Regulierung des Vakuums zur Verwendung.

Kathodenstrahlen senkrecht zur Spiegelebene existiert. Die stärkere Schwärzung, die die Kathodenstrahlen in dieser Vorzugsrichtung hervorbringen, vermögen aber keinesfalls die so grossen Schwärzungsunterschiede, die bei der Variation des Einfallswinkels auftreten, zu erklären. Die unter gleichen Versuchsbedingungen und vergleichbaren Expositionszeiten erhaltenen Schwärzungen (in Bezug auf Sekundär- und Kathodenstrahlung) sind für drei Einfallswinkel in der folgenden Tabelle I zusammengestellt. Die Tabelle enthält auch die für jeden Einfallswinkel gefundene Maximalgeschwindigkeit der Kathodenstrahlung, die aus der Grösse der Ablenkung der schnellsten Strahlen von der Mitte des Sekundärstrahlenbildes gemessen wurde.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, nimmt, so wie es beim Lichte der Fall ist, mit wachsendem Einfallswinkel die elektrische Wirkung zu. Und zwar sieht man, wie mit dem Wachsen der zum Metall senkrechten Komponente der Schwingung die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen und darum auch ihre photographische Wirksamkeit zunimmt.

2. Polarisationsebene.

Blondlot entdeckte die Polarisation der Röntgenstrahlung durch Versuche, die er mit einer kleinen Funkenstrecke als Analysator anstellte. Befand sich die Achse der Funkenstrecke in der von ihm sogenannten Aktionsebene des Röntgenstrahles, die durch den Strahl selbst und den ihn erzeugenden Kathodenstrahl definiert ist, so sprach sie durch helleren Glanz der Fünkchen an. Durch Herausdrehen aus dieser Ebene verschwand die Einwirkung. Dasselbe gelang Blondlot auch für ultraviolettes polarisiertes Licht [1]) mittels seiner Funkenstrecke nachzuweisen. Und zwar entspricht, wie man aus der Analogie bei dem polarisierten Lichte ersehen kann, die oben schon erwähnte Aktionsebene des Röntgenstrahles auch der wahren Schwingungsebene desselben. Wie nun bei dem polarisierten Lichte die Drehung der Schwingungsebene um den Strahl als Achse Maxima und Minima des lichtelektrischen Effektes an einem Metallspiegel hervorruft, so durfte man das gleiche auch bei der Röntgenstrahlung erwarten. Anfänglich trat dieser Effekt aber nicht auf, und die Schwärzungen, die den Kathodenstrahlen entsprachen, waren ganz dieselben, ob man die Aufnahmen mit der in der Fig. 1 gezeichneten Stellung der Röhre oder mit der um 70^0 um ax aus der Bildebene herausgedrehten machte. Nur die Schwärzungen, die den

1) Compt. rend. **136**.

Tabelle I.

Einfallswinkel	20^0	45^0	70^0
Schwärzung durch die Kathodenstr.	sehr schwach	stark	sehr stark
Schwärzung durch die Sekundärstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	schwach
Maximale Geschw. der Kathodenstr.	$0.4\ v$	$0.5\ v$	v*
Minimale Geschw. der Kathodenstr.	ca. $0.3\ v$	ca. $0.3\ v$	ca. $0.3\ v$

*) v ca. 10^{10} cm.
Das bei den Versuchen beobachtete Vakuum betrug ca. 0.0005 mm Hg.

Tabelle II.

Einfallswinkel	20^0		45^0		70^0	
α*)	90^0	0^0	90^0	0^0	90^0	0^0
Schwärzung durch die Kathodenstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	schwach	stark	stark	sehr stark
Schwärzung durch die Sekundärstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	sehr schwach	schwach	schwach	stark
Maximale Geschw. der Kathodenstr.	$0.4\ v'$	$0.5\ v'$	$0.5\ v'$	$0.7\ v'$	$0.6\ v'$	v'**)
Minimale Geschw. der Kathodenstr.	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v'$

*) α ist der von der Einfallsebene und Schwingungsebene eingeschlossene Winkel.
**) v' ca. 6.10^9 cm.
Das bei den Versuchen beobachtete Vakuum betrug ca. 0.0005 mm Hg.

Tabelle III.

Einfallswinkel	20^0		45^0		70^0	
Härtegrad d. Röhre	sehr weich	hart	sehr weich	hart	sehr weich	hart
Schwärzung durch die Kathodenstr.	kaum bemerkbar	sehr schwach	schwach	stark	stark	sehr stark
Schwärzung durch die Sekundärstr.	kaum bemerkbar	kaumbemerkb.	schwach	sehr schwach	stark	schwach
Maximale Geschw. der Kathodenstr.	$0.4\ v'$*)	$0.4\ v$*)	$0.5\ v$	$0.5\ v$	$0.9\ v'$	v
Minimale Geschw. der Kathodenstr.	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v$	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v$	ca. $0.3\ v'$	ca. $0.3\ v$

*) Bedeutung von v und v', siehe Tab. I und II.
Das bei den Versuchen beobachtete Vakuum betrug ca. 0.0005 mm Hg.

Sekundärstrahlen entsprachen, waren in der ersteren Stellung der Röhre (in der folgenden Tabelle II mit $\alpha = 0$ bezeichnet) stets etwas stärker als in der letzteren ($\alpha = 70^0$). Dies konnte zu der Vermutung führen, dass wohl ein Teil der Röntgenstrablung als polarisiert zu betrachten sei, nicht aber der Teil, dem vor allem der intensive Kathodenstrahleneffekt zu verdanken war. Bei den bisherigen Versuchen war stets mit sehr harten Röhren gearbeitet worden, da diese, wie schon Dorn fand, den elektrischen Effekt weit stärker hervorrufen (worauf in 3. näher eingegangen werden soll). Wollte man nun bloss die weiche Röntgenstrahlung auf ihre Polarisation hin untersuchen, so musste man mit sehr weicher Röhre arbeiten und bedeutend länger als bei harter Strahlung exponieren. Die Untersuchung zeigte nun für die weiche Strahlung in der That auch in Bezug auf den Kathodenstrahleneffekt den beträchtlichen Unterschied, den die Richtung der Schwingungsebene zum Spiegel hervorbringt. Und zwar lag der Effekt im erwarteten Sinne, d. h. es trat die maximale Wirkung dann ein, wenn die Schwingungsebene senkrecht zum Spiegel lag (also $\alpha = 0^0$). In der folgenden Tabelle II sind die relativen Schwärzungen (für Kathoden- und Sekundärstrahlung) bei sehr weicher Röhre, unter drei verschiedenen Einfallswinkeln, jedesmal für um 70^0 geänderte Azimute angegeben. Die Expositionszeiten waren für je zwei Parallelversuche völlig gleich und es wurde besondere Sorgfalt auf die Konstanterhaltung der weichen Strahlung gelegt. Letzteres wurde durch Verwendung einer sich automatisch regulierenden Müller-Röhre hinlänglich erreicht.

3. Härtegrad der Röntgenstrahlen.

Schon Dorn hatte gefunden, dass der Kathodenstrahleneffekt mit härterer Röhre weit stärker zu bekommen ist. Die folgenden Versuche bestätigen dieses Resultat und ergänzen es dahin, dass mit dem Härtegrad der Röntgenstrahlen auch die Geschwindigkeit der erzeugten Kathodenstrahlen (und somit auch ihre photographische Wirksamkeit) wächst (siehe Tabelle III). Die absolute Geschwindigkeit der durch Röntgenstrahlen erzeugten Kathodenstrahlen wurde von Dorn als zwischen $0 \cdot 2$ und $0 \cdot 9 \cdot 10^{10}$ cm gefunden. Sie scheint bei den vorliegenden Versuchen, wie eine Überschlagsrechnung ergab, für die härteste erhaltene Röntgenstrahlung selbst noch grössere Werte annehmen zu können. Stellt man sich nun auf den Boden der Ätherimpulstheorie[1]) der Röntgenstrahlen und betrachtet die härtere Strahlung als von schnelleren Impulsen, die weichere als von langsameren herrührend, so drängt sich einem abermals die Analogie des Röntgen-elektrischen Effektes mit dem lichtelektrischen auf. Die Geschwindigkeit der von ultraviolettem Licht erzeugten Kathodenstrahlen beträgt nach Lenard etwa 10^8 cm (also etwa 50—100 mal weniger als bei den durch Röntgenstrahlen erzeugten). Dementsprechend erfolgen die Schwingungen bei dem ultravioletten Lichte auch bedeutend langsamer, als die für die Röntgenstrahlen geschätzten Impulse.[2]) Zweifellos wird man also die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen als Funktion der Geschwindigkeit der den Metallspiegel treffenden Ätherstörung auffassen können. In der obenstehenden Tabelle III sind die Unterschiede in den, durch sehr weiche und harte Röhren hervorgebrachten Schwärzungen (in Bezug auf Sekundär- und Kathodenstrahlung) für gleiche Expositionszeiten und annähernd gleiche elektrische Primär-Energie verzeichnet. Auffallend ist es, dass die Schwärzung für die Sekundärstrahlung bei harter Röhre schwächer als bei weicher ausfällt. Dies dürfte wohl ihrer geringeren Absorbierbarkeit zuzuschreiben sein.[3])

1) Vergl. Sommerfeld, diese Zeitschr. **2**, 55, 1900.

2) Die Wellenlänge der Röntgenstrahlen wird neuestens von Holtsmark etwa zwischen $0 \cdot 65$ und $6 \cdot 9\ \mu\mu$ angegeben. Vergl. Ann. d. Phys. **10**, 540, 1903.

3) Erst nach Abschluss der vorliegenden Arbeit erhalte ich Kenntnis von der letzten so interessanten Publikation Blondlots (C. R. **136**, 735), die deshalb hier noch nicht berücksichtigt erscheint.

Wien, den 19. April 1903.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der wissenschaftliche Hilfsarbeiter beim Meteorologischen Institut in Berlin, Dr. Hermann Stade, ist zum ständigen Mitarbeiter daselbst ernannt worden.

In Wien habilitierte sich Dr. Joseph Grünwald als Privatdozent für Mathematik, an der Technischen Hochschule in Darmstadt Dr. Wilhelm Schlink für Mechanik, an der landwirtschaftlichen Versuchsanstalt zu Münster Dr. Aloys Bömer als Privatdozent für angewandte Chemie, in Halle Dr. phil. Felix Bernstein als Privatdozent für Mathematik, in Greifswald Dr. phil. Wilhelm Ebert für Astronomie.

Der Lektor für Astronomie zu Münster, kgl. Oberlehrer am Paulinischen Gymnasium Josef Plassmann, ist zu wissenschaftlichen Zwecken für ein Jahr beurlaubt worden.

Dem o. Professor der technischen Physik an der technischen Hochschule zu Karlsruhe, Vorstand der grossh. Landesgewerbehalle, Hofrat Dr. phil. Heinrich Meidinger, wurde der Titel als Geheimer Hofrat verliehen. Die Akademie der Wissenschaften in Paris wählte den Professor der Mathematik Nöther-Erlangen, zum korrespondierenden Mitglied.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 17. — 1. Juni 1903. Redaktionsschluss für No. 18 am 3. Juni 1903. — 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die anomale Dispersion der Metalldämpfe.

Von H. Ebert.

Seit etwa zwei Jahren bin ich (allerdings mit dazwischen liegenden längeren Unterbrechungen) mit Versuchen beschäftigt, welche mich zu der Überzeugung gebracht haben, dass das Phänomen der anomalen Dispersion eine ganz allgemeine Eigenschaft aller selektiv absorbierender Medien, insbesondere aber der Metalldämpfe ist, bei denen den hellen Emissionslinien bei geeigneter Versuchsanordnung ausserordentlich ausgesprochene Maxima der Absorption entsprechen. Es war mir daher von besonderem Interesse, aus dem letzten Hefte dieser Zeitschrift zu ersehen, dass auch von anderer Seite[1]) mit Erfolg damit vorgegangen wird, die Reihe der Metalle, an denen die Erscheinung der anomalen Dispersion beobachtbar ist, über die geringe Zahl der seither bekannten Fälle hinaus zu erweitern.

Ich wurde auf die Allgemeinheit der das genannte Phänomen ausmachenden Brechungserscheinungen in den Metalldämpfen aufmerksam bei Gelegenheit von Schmelzelektrolysen, welche meine beiden Kollegen, die Herren W. Muthmann und H. Hofer, im elektrochemischen Institute unserer Hochschule mit den grossen Strommitteln desselben in umfangreichem Masse ausführten.[2]) Namentlich wenn auf dem in höchster Weissglut erhaltenen Boden eines grossen Graphittiegels, gegen den die aus einer (40 mm) dicken Stange Homogenkohle bestehende, in den Tiegel hinabtauchende Anode gerichtet war, dichte Schichten kühlerer Metalldämpfe lagerten, und bei Anwendung reduzierender oder inerter Gasatmosphären die Oxydation der Dämpfe auch an ihren äussersten, kühlsten Grenzen nach Möglichkeit hintan gehalten wurde, zeigte sich die genannte Erscheinung bei allen Metallen, die in die Tiegel geworfen wurden, und zwar vornehmlich an den „leicht umkehrbaren Linien."[1]) Wir haben hier alle Bedingungen, welche die Theorie für das Zustandekommen des Phänomens erfordert: Eine hochtemperierte Strahlenquelle kontinuierlichen Lichtes, davor eine ausgedehnte, sehr viel kühlere Dampfatmosphäre, folglich nach dem Kirchhoffschen Satze eine tiefgehende selektive Absorption, mit der die anomale Dispersion aufs innigste verknüpft ist; gerade in diesem Gebundensein beider Erscheinungen aneinander, stimmen alle Theorien, sowohl die älteren elastischen, wie die neueren elektromagnetischen miteinander überein. Schon die älteren Versuche über die Umkehr der Metallemissionslinien, also die Herstellung künstlicher Fraunhoferscher Linien, hatten zu der Überzeugung geführt, dass man dabei die Oxydationsprozesse in den Dampfhüllen möglichst vermeiden müsse. Die Versuche gelingen viel besser, wenn man in einer Wasserstoffatmosphäre, als wenn man in der freien Luft arbeitet; die Temperaturen, die bei der Vereinigung der Metalle mit dem Sauerstoff entstehen, kommen zu nahe an die Temperatur des strahlenden Hintergrundes heran, so dass eine für das hier in Rede stehende Phänomen genügende Absorption oft nicht eintreten kann. Aus diesem Grunde pflegen im allgemeinen Versuche, die anomale Dispersion

1) O. Lummer und E. Pringsheim, diese Zeitschrift **4**, 430, 1903.

2) W. Muthmann, H. Hofer und L. Weiss, Ann. d. Chem. **320**, 231, 1901.

1) Hierbei führte die anomale Dispersion häufig zu einer Erscheinung, die für die Spektra der „Neuen Sterne" charakteristisch ist, einer Linienverdoppelung derart, dass neben der dunklen Absorptionslinie, die nach dem Violett hin stark verbreitert erschien, nach dem Rot zu eine lebhafte Aufhellung des kontinuierlichen Hintergrundes, also eine gegen das Rot hinverschobene Emissionslinie, sichtbar wurde. Dass dieses Phänomen in der That mit der anomalen Dispersion in der dichten, die Lichtquelle konzentrisch umgebenden Dampfhülle zusammenhängt, gedenke ich an anderer Stelle näher zu begründen.

zu erhalten, bei denen die Metalle im Voltakohlenbogen selbst oder, als Elektrodenmaterial angewendet, in der Luft verdampfen, fehl zu schlagen.

Nachdem ich mich überzeugt hatte, dass sehr viele Metalle die charakteristische Brechungsanomalie unter geeigneten Bedingungen zu zeigen im stande sind, war ich vor allem bemüht, möglichst regelmässige Dampfprismen herzustellen, um aus den Ablenkungen in denselben Werte der Brechungsindices für die einzelnen, den Hauptabsorptionsgebieten benachbarten Wellenlängen abzuleiten. Diese Versuche haben sehr lange aufgehalten und haben bezüglich der bei den höchsten Temperaturen flüchtigen Metalle noch zu keinem abschliessenden Resultate geführt. Das eingeschlagene Verfahren bestand im allgemeinen darin, dass zwei breite Ströme geeignet vorerhitzten Wasserstoffgases unter hohen Pressungen, wie sie die Stahlbomben, in denen dieses Gas in den Handel gebracht wird, leicht erzielen lassen, in schräger Richtung gegeneinander geblasen werden über dem Orte, wo durch Gebläse- oder Bogenhitze das Metall verdampft wird. Reguliert man die Verdampfungsgeschwindigkeit so, dass immer ebensoviel Metall nachverdampft, als die Wasserstoffstrahlen an der Seite wegnehmen, so erhält man für längere Zeit einen eben begrenzten prismatischen, ziemlich gleichförmig mit Dampf erfüllten Raum, dessen Prismenwinkel nur wenig von dem Winkel abweicht, unter dem die Gasstrahlen gegeneinander laufen. Wenn auch an der Stelle, wo diese aufeinander treffen, unregelmässige Bewegungen eintreten, so kann man doch den Lichtgang geeignet abblenden und das Gasdampfgemisch unmittelbar über der Vereinigungsstelle durch einen gut ventilierten Schornstein absaugen, so dass das durchgehende Licht auf den unteren, über dem verdampfenden Metalle gelegenen Teil des Prismas beschränkt und durch die Störungen an der brechenden Kante desselben unbeeinflusst bleibt. Wie ausserordentlich starke Strahlenablenkungen man über, in einer Wasserstoffatmosphäre verdampfenden Metallmasse erhalten kann, haben für das Beispiel des Natriums bereits die Versuche von R. W. Wood gezeigt[1]); ausserdem nähert man sich hierbei augenscheinlich den Verhältnissen, wie wir sie auf der Sonne und in den Fixsternatmosphären voraussetzen müssen.

Fig. 1, a, bezw. 1, b stellt eine der einfacheren von den vielen Anordnungen, die ich durchprobiert habe, in Längs- und Querschnitt dar, die freilich zunächst nur für die niedrigst flüchtigen Metalle geeignet ist, da sie aus Eisen geschmiedet wurde. Für die erst bei höheren Temperaturen verdampfenden Metalle habe ich mir nach Moissan[2]) einen Ofen aus einem einzigen grossen Kalksteinblocke gebaut, der die der Fig. 1 entsprechenden Durchbohrungen hatte und durch einen mit 120 Ampère gespeisten Voltabogen im Innern geheizt wurde; leider hat derselbe nur wenige Versuche ausgehalten, da der Kalk nicht homogen genug war und zersprengt wurde.

Durch die Eisenröhren A_1 und A_2 wird der Wasserstoff, der hier vorgeheizt wird, aus der

1) R. W. Wood, Proc. Royal Soc. 69, 157, 1901; und diese Zeitschrift 3, 230, 1902.

2) Henri Moissan, Der elektrische Ofen, deutsch von Th. Zettel. Berlin 1900.

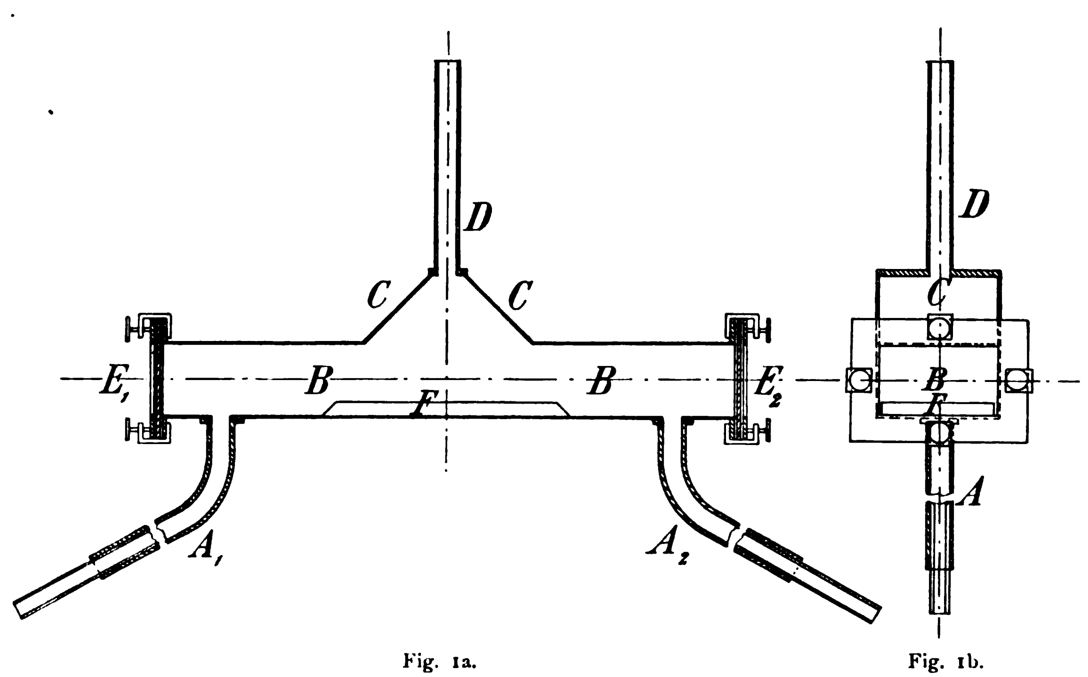


Fig. 1a. Fig. 1b.

Bombe (unter Zwischenschaltung eines Waschraumes mit Pyrogallollösung zum Entfernen der noch immer in dem elektrolytisch entwickelten Wasserstoffe enthaltenen Spuren von Sauerstoff, sowie eines Schwefelsäuretrockenturmes und je eines geeigneten Regulierhahnes auf jeder Seite) in die Kammer B gepresst, die oben einen pultdachförmigen Aufsatz trägt, dessen beide Seiten C C unter einem Winkel von 90^0 gegeneinander stossen. Hier ist der ins Freie führende Schornstein D aufgesetzt. Die Enden der Kammer tragen breite Flanschen, die eben abgeschliffen sind. Auf diese sind Rahmen aus Asbestpappe mittels Wasserglas aufgekittet, auf welche die das Ganze auf beiden Seiten abschliessenden dicken Spiegelglasplatten E_1 E_2 ebenso aufgekittet sind. Dieselben werden durch einen Eisenrahmen unter Zwischenlage eines zweiten Asbestrahmens angepresst, der durch je vier Überfangsschrauben an jedem Ende festgehalten wird. Die Dichtungsfugen werden mit Wasserglas und Mennigekitt überstrichen, Kittmittel, welche genügend hitzebeständig sind. Die innere Asbestzwischenlage schützt im allgemeinen die Glasplatten vor einem zu intensiven Wärmestrom; da diese von allen Seiten her gleichmässig erwärmt werden, so springen sie bei vorsichtigem Anheizen nur selten; gewöhnlich findet Scheibenbruch erst beim Abkühlen statt.

Das Metall wird in das aus Eisen gepresste, die ganze Breite der Heizkammer ausfüllende Schiff F in Form von Spänen gebracht; diese Schiffe, von denen für jedes Metall ein besonderes vorzusehen ist, schmelzen freilich am Boden oft fest, können aber durch starkes Klopfen immer wieder aus der Kammer B herausgebracht werden.

Der ganze Apparat ist in einem Ofen aus Chamottesteinen eingebaut, sodass nur die Enden E_1 E_2 herausschauen. Unter F wird die Heizquelle, Terquembrenner, eine oder mehrere Gebläselampen, angebracht. Vor dem Anheizen muss sorgfältig mit Wasserstoff ausgespült und während des Versuches jedes Eindringen von Luft vermieden werden, da sonst das im Apparat vorhandene Knallgas zu einer furchtbaren Explosion führen kann.

Blickt man in der Mittellinie durch den Apparat, so sieht man den Metalldampf von beiden Seiten des Schiffes her gleichmässig zu dem Raume CC emporsteigen; die von der Seite her herandrängenden Wasserstoffgasmassen halten bei richtiger Regulierung den Dampf zusammen und verhindern dessen Diffusion nach den Enden hin, wo er sich sonst auf den kühleren Glasplatten niederschlagen würde. Namentlich oberhalb der Mittellinie, wo der Gasstrom schon sehr nahe der Richtung der Wände C C folgt, findet man leicht eine allerdings eng begrenzte Zone, innerhalb deren der umschlossene Metalldampfkern ziemlich genau von zwei Ebenen begrenzt erscheint, welche unter einem gegenseitigen Neigungswinkel von 90^0 emporsteigen. Diese Zone blendet man durch einen vor E_1 oder E_2 gestellten, in seiner Breite regulierbaren und hoch oder tief zu stellenden Spalt aus. Im übrigen ist die Anordnung die der gekreuzten Spektren.[1])

Als Beispiel für ein mit dem hier beschriebenen Apparate photographisch aufgenommenes Spektrum sei das des Kaliumdampfes mitgeteilt, der ein besonderes Interesse beansprucht, weil er gerade an den beiden Enden des sichtbaren Spektrums ausgesprochene Absorptionsmaxima besitzt. A. Winkelmann, der zuerst die anomale Dispersion beim Kalium bemerkte, konnte die Ablenkung des prismatischen Bandes des kontinuierlichen Lichtes nur auf der brechbareren Seite der roten Linie sehen.[2]) Fig. 2 ist nach spektrographischen Aufnahmen gezeichnet, welche mit der auch noch für das Infrarot (bis zu 1000 $\mu\mu$) empfindlichen Alizarinblaubisulfit-Nigrosinplatte von Hrn. H. Lehmann erhalten wurden[3]); der Genannte hat mich bei den Aufnahmen persönlich unterstützt; ihm möchte ich hierfür, sowie der Firma C. A. Steinheil Söhne in München für das freundliche Zurverfügungstellen des Spektrographen meinen besten Dank sagen. Vor den Spalt des Spektralapparates war eine feine, einem Okularmikrometer entnommene, auf Glas geteilte Skala mit zur Spaltrichtung senkrecht verlaufenden Strichen gekittet, welche auf dem Spektrogramme als gerade, dem Spektrum parallel verlaufende Linien erscheinen; aus ihrem Abstande kann man mit Rücksicht auf die Fokallänge der optischen Systeme die den einzelnen Spektralstellen entsprechenden, durch das Dampfprisma herbeigeführten Winkelablenkungen berechnen; als Vergleichsspektrum für die Wellenlängenbestimmungen diente das durch die gleiche Anordnung gelieferte Funkenspektrum des Eisens.

Man sieht, wie nicht nur in der unmittelbaren Nachbarschaft der eigentlichen, den Emissionslinien K_α und K_β entsprechenden Absorptionsgebieten, die die anomale Dispersion charakterisierende Verbiegung des kontinuierlichen Spektrums des Flammenbogens Platz gegriffen hat, sondern wie namentlich im Rot der ganze infrarote Teil des Spektrums aus seiner ursprünglichen Lage nach oben gehoben und ebenso der nach dem Blau hin angrenzende Teil ganz tief nach unten herunter gebogen worden ist; diese Verschiebung des Spektrums macht sich weit über das Gelb hinaus geltend. Bei K_β ist

1) Vergl. z. B. die Beschreibung der Becquerelschen Anordnung durch W. H. Julius, diese Zeitschrift **2**, 349 rechts unten, 1901.

2) A. Winkelmann, Wied. Ann. **32**, 441, 1887.

3) H. Lehmann, Ann. d. Phys. **5**, 633, 1901.

bei gleicher Dampfdichte die anomale Dispersion stets weit weniger wirksam als bei K_α, nichtsdestoweniger erstreckt sie ihren Einfluss einerseits noch ins Ultraviolett, andererseits bis ins Blau, so dass im sichtbaren Spektrum eigentlich nur noch der mittlere, der grünblaue Spektralbezirk an seiner Stelle verbleibt (zugleich ein Zeichen, dass durch die Wasserstoffströme oder durch ungleichmässige Erwärmungen der Apparatanordnung an sich nur unmerkliche Verschiebungen im Spektrum herbeigeführt werden). Die Natriumlinie tritt immer mit auf, aber bemerkenswerterweise mit umgekehrter Verschiebung der benachbarten Spektralränder, als wenn dieser Dampf allein im Rohre vorhanden ist; augenscheinlich kehrt sich hier bei der grossen Verdünnung, in der der Natriumdampf dem Kaliumdampfe beigemischt ist, die Brechung, wie sie bei alleiniger Anwesenheit von Natriumdampf gegenüber reinem Wasserstoffe beobachtet wird, in Bezug auf den sehr viel dichteren Metalldampf um, analog wie bei dem in Wasser getauchten, mit Luft gefüllten Hohlprisma gegenüber dem Strahlengange des mit Wasser erfüllten, in der Luft aufgestellten Prismas.

Auffallend ist ferner bei dem im durchfallenden Lichte intensiv grün gefärbten Kaliumdampfe das Auftreten einer Reihe dunkler Absorptionsbänder im Rot, welche dem ganzen nach unten gebogenen Aste das Aussehen eines kannelierten oder sog. säulenstreifigen Absorptionsspektrums geben; im Orange fliessen diese Bänder schon bei geringen Dampfmengen vollkommen ineinander über, so dass dieses ganze Spektralgebiet völlig ausgelöscht wird, wie in Fig. 2

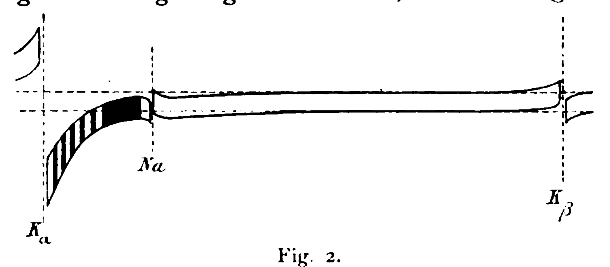


Fig. 2.

angedeutet ist, in der die Bänder allerdings zu scharf begrenzt erscheinen. Es verdient hervorgehoben zu werden, dass an den Grenzen dieser breiten, verwaschenen Absorptionsstreifen **keine** Andeutungen anomaler Dispersion zu erkennen sind, ähnlich wie dies schon Wood in der oben zuerst angeführten Arbeit für die Kannelierungen, die beim Natriumdampfe auftreten, hervorgehoben hat. Man sieht, dass die Erscheinung thatsächlich an einen so steilen Abfall der Absorptionskurve gebunden ist, wie er nur bei den Metallabsorptions**linien** vorzuliegen scheint.

Aus den auf den Originalnegativen mit grosser Genauigkeit zu messenden Verschiebungen kann man für die einzelnen Wellenlängen die zugehörigen Brechungsexponenten berechnen und die ganze Dispersionskurve danach konstruieren; schon ein Überschlag zeigt, dass in der Nähe der Emissionsabsorptionsgebiete durchweg Brechungsexponenten vorkommen, die einerseits kleiner als 1 sind, andererseits die Einheit aber so erheblich übersteigen, dass ihnen bei dem Gange der Strahlen durch die Metalldampfatmosphäre der Sonne eine ganz erhebliche Rolle beim Zustandekommen der sowohl in radiärer, wie in visueller Richtung betrachteten Sonnenphänomene zugeschrieben werden muss. Hierauf gedenke ich bei anderer Gelegenheit eingehender zurückzukommen.

München, Mai 1903.

(Eingegangen 12. Mai 1903.)

Die Helligkeit astigmatischer Bilder und das Bild der Sonne.

Von A. Schmidt.

Die Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe von der Mitte nach dem Rande könnte an sich, d. h. ohne Rücksicht auf andere Fragen, recht wohl als die Wirkung einer allgemeinen Absorption des Sonnenlichtes in der über der Photosphäre lagernden Sonnenatmosphäre angesehen werden. Eine selektive Absorption ist ja zweifellos durch die Fraunhoferschen Linien bewiesen und für die allgemeine Absorption spricht die Analogie der Erdatmosphäre, in welcher gleichfalls das durchgehende Sonnenlicht eine nach der Wellenlänge sich abstufende Absorption erfährt. An sich könnte das sein, vielleicht wäre es sogar nicht unmöglich, die Besonderheit der Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe, dass sie im Grün eine verhältnismässige Steigerung besitzt, als eine anomale Absorption zu deuten.

Wenn aber die von mir aus dem Lambertschen und dem Snelliusschen Gesetze gezogene Folgerung richtig ist, dass durch die Strahlenbrechung auch ohne Absorption eine Helligkeitsabnahme von der Art und Gesetzmässigkeit der beobachteten entstehen müsse, so kann die Frage nur noch die sein, ob durch die Strahlenbrechung der ganze Betrag oder nur ein Teil des Betrages der Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe zu erklären sei. Wenn dann ferner gegen die Absorption vom energetischen Gesichtspunkte aus sich eine Schwierigkeit erhebt, weil über den Abfluss der bei dieser Hypothese in der Sonnenatmosphäre sich anhäufenden Energiemengen eine plausible Annahme durchaus unerfindlich ist, während die Refraktionshypothese sogar über zwei Wege verfügt, um die Helligkeitsdifferenzen zu erklären, so ergiebt sich die weitere Folgerung, dass die ganze oder annähernd ganze beobachtete Hellig-

keitsabnahme von der Mitte nach dem Rande der Refraktionswirkung zuzuschreiben sei. Der eine der beiden Wege, die ich im folgenden auseinander halten will, ist die durch die Brechung bewirkte ungleiche Strahlenverteilung, der andere ist eine (neben einer Art Totalreflexion bestehende) nach der Richtung der Strahlen gleichfalls verschieden starke Reflexion im Strahle selbst, deren Notwendigkeit ich weiterhin nachzuweisen beabsichtige.

Die Beobachtung der Sonnenflecken lässt die Thatsache deutlich erkennen, dass die Fleckenbilder nur in der Mitte der Scheibe scharf sind, mit der Entfernung von der Scheibenmitte mehr und mehr undeutlich, astigmatisch, werden. Das lässt sich auch erwarten. Jedes Strahlenbüschel, das seine Spitze in einem Punkte der Photosphäre hat, verwandelt sich bei der Brechung in den darüber folgenden Atmosphärenschichten in ein nicht homozentrisches Büschel, dessen Strahlen bei geradliniger Rückwärtsverlängerung sich nicht mehr in einem Punkte, sondern nach zwei kaustischen Linien durchschneiden, welche bei sehr kleinem Öffnungswinkel des erzeugenden Büschels als Gegenkanten eines Tetraëders sich darstellen. Nur diejenigen pyramidalen Büschel, deren Strahlen in annähernd senkrechter Richtung die konzentrisch gelagerten Schichten durchschneiden, für deren Einfallswinkel und Brechungswinkel $\cos\beta$ und $\cos x$ annähernd gleich Eins sind, bewahren ihre Homozentrizität, ihr Divergenzpunkt erfährt durch die Brechung eine Annäherung an die brechende Fläche im Verhältnis $n:1$. Infolge davon wächst die Divergenz der Strahlen, in der Ebene im Verhältnis $1:n$, im Raumwinkel im Verhältnis $1:n^2$. Für alle andern von den Photosphärepunkten ausstrahlenden Büschel giebt es gar keine neuentstandenen Divergenzpunkte mehr. Die Helligkeitsuntersuchung und der Helligkeitsbegriff müssen daher unabhängig vom Orte des Ursprungs der Strahlenbüschel sein. Helligkeit ist Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels an dem Orte des Lichtfeldes, wo das Auge sich befindet und in der Richtung, nach welcher das Auge gewendet ist. Bei allen Helligkeitsuntersuchungen von Gestirnen misst man nur die Helligkeit von Bildern, nicht von Objekten und so geben uns auch die von H. C. Vogel und G. Müller mit dem Spektralphotometer gemachten Messungen an der Sonnenscheibe nur Helligkeiten von Bildern, und zwar von solchen, die zum Objekt nur in ganz beschränktem centralen Teil die Beziehung der Kollinearität besitzen.

Man kann indessen solchen astigmatischen Bildern auch fingierte Objekte zuordnen, und unsere Vorstellung thut das unwillkürlich. Jede den geradlinig verlängerten Strahlenkegel, dessen Spitze der optische Mittelpunkt unseres Auges ist, schneidende Fläche kann als Ort eines fingierten Objektes dienen, insbesondere machen wir eine durch den scheinbaren Radius der Sonne bestimmte Kugelfläche instinktiv zum Objekte.

Wenn die Sonnenatmosphäre diejenige Beschaffenheit hätte, welche ich bei der Berechnung ihrer Brechungsindices in zweiter Annäherung[1]) angenommen habe, wenn die über der Photosphäre folgenden Gase nur bis zu einer bestimmten Höhe h sich erstreckten und bis dahin konstante optische Dichte besässen, so könnten wir das dem Erdbewohner sich darbietende Bild der Photosphäre genau auf diese Kugelfläche projizieren, welche die obere Grenze der Atmosphäre der Sonne bilden würde. Jedem Punkte dieser Kugeloberfläche als scheinbarem Ursprung eines Strahlenbüschels liesse sich ein Punkt eines etwa photographisch hergestellten Sonnenbildes zuordnen. Würden die Strahlen, welche diese Oberfläche verlassen, gar die besondere Verteilung der Strahlen leuchtender Oberflächen besitzen, dass von jedem Punkte Lichtkegel ausstrahlen, die pro Einheit der Öffnung konstante Strahlenmengen enthalten, bezw. die Eigenschaft, dass sie jedes Element der Fläche in jeder Richtung und in jeder Entfernung gleich hell erscheinen lassen, so müsste das von uns gesehene Scheibenbild von der Mitte bis zum Rande dieselbe Helligkeit zeigen. Nun besteht bei der gemachten schematischen Annahme diese geforderte Eigenschaft allerdings für diejenigen Strahlenrichtungen, welche innerhalb der Kugelfläche dieser zugerichtet sind, denn bis dahin bilden diese Strahlen ein homogenes Lichtfeld, das überall konstante Helligkeit besitzt, nur einen um so kleineren Umfang, je weiter ein Punkt des Feldes von der strahlenden Photosphäre entfernt ist. Dass aber diese Eigenschaft, das Lambertsche Gesetz einer primären Emission zu erfüllen, für die sekundäre Emission, für die durch Brechung abgelenkten, nach aussen sich fortsetzenden Strahlen nicht mehr besteht, will ich jetzt zuerst unter der von mir nicht zugegebenen Voraussetzung beweisen, dass die in Richtung der Strahlen sich fortpflanzende Energie durch die Brechung keine Einbusse erleide, unter der Voraussetzung, dass dieselbe Strahlenmenge derselben fortgepflanzten Energiemenge vor und nach der Brechung entsprechen müsse.

Zwischen einem ersten Mittel vom Brechungsindex n und einem zweiten vom Index 1 bestehe eine ebene Grenzfläche. Alle das erste Mittel durchsetzenden Strahlen lassen sich in homozentrische Strahlenbüschel gruppieren, deren Spitzen genau in der Grenzfläche selbst liegen. Von irgend einem dieser Büschel schnei-

1) Diese Zeitschr. 4, 341—343, 1903.

den wir einen Strahlenhohlkegel $d\beta$ aus, d. h. einen Kegelraum mit zur Grenzfläche senkrechter Achse, enthalten zwischen zwei Kegelflächen, deren Mantellinien mit der Achse den Winkel β, bezw. $\beta + d\beta$ bilden. Alle Strahlen des Kegels $d\beta$ verwandeln sich durch Brechung in einen neuen ähnlich zu bezeichnenden Kegel $d\alpha$. Beschreiben wir nun um die Spitze beider eine Kugel vom Radius Eins, so begrenzt jeder der beiden Kegel auf deren Oberfläche eine Zone, die eine von der Fläche $\sin\beta\, d\beta$, die andere von der Fläche $\sin\alpha\, d\alpha$. Dieselbe Energiemenge, welche durch den Öffnungswinkel $\sin\beta\, d\beta$ gegen die Spitze gerichtet einströmt, strömt also durch den Öffnungswinkel $\sin\alpha\; d\alpha$ aus, d. h. pro Einheit des Öffnungswinkels verhalten sich die Strahlmengen im ersten und zweiten Mittel wie $\sin\alpha\, d\alpha : \sin\beta\, d\beta$. Da aber $\sin\alpha = n \sin\beta$ und $\cos\alpha\, d\alpha = n \cos\beta\, d\beta$ ist, so verhalten sich die Helligkeiten des ungebrochenen und des gebrochenen Büschels wie $n^2 \cos\beta : \cos\alpha$. Und da die Helligkeit der einfallenden Strahlen in allen Richtungen dieselbe ist, kann es diejenige der gebrochenen nicht mehr sein. Der Leser, welcher sich lieber eines anderen Helligkeitsbegriffes bedienen möchte, mag sich den Beweis anders zurecht legen. Er verlege sein Auge in die angenommene Kegelspitze und kehre dasselbe das eine Mal gegen ein Element der Zone $\sin\beta\, d\beta$, das andere Mal gegen das entsprechende Element der Zone $\sin\alpha\, d\alpha$ und denke sich, dass gleiche Lichtmengen in beiden Fällen seiner Pupille zufliessen, so wird er dasselbe Verhältnis ungleicher Helligkeiten finden.

Nach dieser Beweisführung müsste die Helligkeit der Sonnenscheibe von der Mitte nach dem Rande abnehmen, entsprechend einem Gesetze $H = H_0 \cos\alpha : \cos\beta$. Warum man dieses Gesetz in das andere $H = H_0 \cos^2\alpha : \cos^2\beta$ umzuwandeln Grund hat, soll nun in zweiter Linie ausgeführt werden.

Den Komplex aller das erste Mittel vom Index n durchlaufenden Strahlen zerlegen wir in lauter cylindrische Büschel. Ein zur Grenzfläche beider Mittel senkrechtes Strahlenbüschel zeigt vor und nach der Brechung dieselbe Strahlenmenge pro Querschnittseinheit, zum Ausdruck dafür, dass beim senkrechten Übergang die Intensität der Strahlung trotz der im Verhältnis $n^2 : 1$ verminderten Helligkeit, durch die Divergenzvergrösserung kegelförmiger Büschel keinen Eintrag erleidet. Die Frage, ob nicht doch, auch für die genau senkrechten Strahlen, durch die physikalische Verschiedenheit der Mittel ein anderer Grund zur Reflexion eines Teiles der fortgepflanzten Energie vorliegen könne, soll hier unerörtert bleiben. Aber für ein unter dem schiefen Winkel β einfallendes und unter dem Winkel α gebrochenes cylindrisches Büschel ist die Annahme, dass seinen Strahlen vor und nach der Brechung derselbe Wert, bezw. dieselbe Zahl zukomme, unhaltbar, sie widerspricht dem Prinzip der Energiezerstreuung. Die Querschnitte des einfallenden und des gebrochenen Mittels verhalten sich wie $\cos\beta : \cos\alpha$, der Querschnitt hat eine Verkleinerung erfahren. Könnte im verkleinerten Querschnitt ebensoviel Energie sich fortpflanzen, wie zuvor im ersten Mittel, so wäre die Möglichkeit geboten, durch Anwendung der Brechung die Intensität eines Büschels ins Unbegrenzte zu steigern. Es wäre, wenigstens theoretisch, die Möglichkeit gegeben, cylindrische Strahlenbüschel mittels achromatischer Prismen so zu verdichten, dass ihre Intensität beliebig diejenige der von der Sonne ausgestrahlten Büschel übersteigt.

Aus diesem Grunde müssen wir dem Ausdruck für den Energiewert der gebrochenen Strahlen und damit auch demjenigen für die Helligkeit dieser Strahlen den weiteren Faktor $\cos\alpha : \cos\beta$ beifügen.

Auch bei stetigem Übergang von einem Mittel ins andere, also bei einer durch Krümmung der Strahlen sich vollziehenden Richtungsänderung bleibt im Innern eines grösseren Lichtbüschels, bei ebener paralleler Lagerung der Schichten gleicher optischer Dichte, derselbe Zwang des Raumes bestehen, die Querschnittsänderung der cylindrischen Strahlenbüschel, welche eine Intensitäts- und Helligkeitsverminderung im genannten Verhältnis bedingt. Soweit am Rande des Büschels dieser Zwang des Raumes wegfällt, und soweit für eine nicht ebene, sondern sphärisch konzentrische Lagerung der Schichten dieser Zwang des Raumes sich ändern, unter Umständen verschwinden könnte, mag ein anderes Gesetz gelten. Die schwierige Untersuchung dieser Fragen, wie auch diejenige des Strahlübergangs vom optisch dünneren ins dichtere Mittel überschreitet unser vorliegendes Problem, die Helligkeitsdifferenzen der Teile der Sonnenscheibe je nach dem Abstande von der Mitte, als Folgen der Refraktion zu erklären. Das Gesetz der Refraktion und der auf die Lichtstrahlung angewandte zweite Hauptsatz rechtfertigen zusammen mit der schönen Übereinstimmung der Beobachtungen die in meiner zweiten angenäherten Berechnung der Brechungsindices der Chromosphärengase angewandte Methode mit der Formel:

$$H = H_0 \cos^2\alpha : \cos^2\beta.$$

Zugleich berichtigen vorstehende Ausführungen meine in dieser Zeitschrift **4**, 456, 1903 geäusserte Ansicht, der ganze Faktor $\cos^2\alpha : \cos^2\beta$ sei der Reflexion zu verdanken. Beides, die Divergenzänderung und die Querschnittsänderung, sind Wirkungen der Brechung, jede bedingt eine Helligkeitsverminderung im Verhältnis



cos α : *cos β*, aber nur die zweite bewirkt eine Reflexion im Strahl.

(Eingegangen 10. Mai 1903.)

Deklination und Horizontalintensität zu München für 1903.0

Von J. B. Messerschmitt.

Die ersten erdmagnetischen Messungen in München reichen bis zum Jahre 1836 zurück, doch beginnt die regelmässige Verfolgung des Erdmagnetismus erst 1840, zu welcher Zeit J. Lamont bei der Sternwarte ein magnetisches Observatorium einrichtete. Die Lage dieses Beobachtungsortes war 10 m nördlich und 50 m westlich vom grossen Refraktor der Sternwarte, südlich vom Hauptgebäude. Im Jahre 1847 musste wegen Baufälligkeit des unterirdischen Raumes dieser Standpunkt verlassen werden und es wurden die Instrumente nunmehr ausserhalb der südwestlichen Seite der Sternwarte (bei der Bibliothek) aufgestellt. Dieser Ort liegt 15 m nördlich und 15 m östlich vom früheren Observatorium. Vierzig Jahre lang, bis Ende 1886, sind hier die Variationen der drei erdmagnetischen Elemente regelmässig verfolgt worden.

Infolge äusserer Gründe mussten dann die Beobachtungen eingestellt werden, doch wurde deren Wiederaufnahme stets im Auge behalten. Aber erst Mitte der neunziger Jahre konnte dieses Projekt festere Gestalt gewinnen. Es wurde nunmehr ein neues erdmagnetisches Observatorium mit photographisch registrierenden Instrumenten eingerichtet, das mit Ende 1898 in Thätigkeit treten konnte.

Der unterirdische Variationsraum befindet sich nördlich von der Sternwarte und zwar 100 m nördlich und 45 m westlich vom grossen Refraktor. 20 m östlich vom Variationsraum steht eine eisenfreie Holzhütte für die absoluten Messungen.

Die geographische Lage ist $48^0\ 8'\ 47''$ nördliche Breite und $11^0\ 36'\ 31''$ östlich von Greenwich ($29^0\ 16'\ 17''$ östlich von Ferro). Meereshöhe 529 m.

Die Ausrüstung besteht aus folgenden Instrumenten: Für die absoluten Messungen ist ein magnetischer Theodolit und ein Nadelinklinatorium von Bamberg vorhanden. Dazu kam in letzter Zeit noch ein Wildsches Rotationsinklinatorium. Die Variationsapparate bestehen aus einem Unifilar, einem Bifilar und einer Lloydschen Wage von M. Th. Edelmann.

Der Variationsraum ist heizbar und wird stets in gleicher Temperatur (18,6° C.) gehalten. Seit Ende des Jahres 1898 haben die Apparate mit Ausnahme der Wage ohne wesentliche Störungen regelmässig funktioniert. Absolute Messungen zur Kontrolle der Variationsinstrumente werden alle Monate ein bis zweimal angestellt.

Aus den photographischen Aufzeichnungen werden in bekannter Weise die Mittelwerte des Jahres aus den stündlichen Werten aller Tage der registrierten magnetischen Elemente abgeleitet. Für den Jahresanfang von 1903 ergaben die Ablesungen der Monate Dezember 1902 und Januar 1903 die Mittelwerte:

Deklination $10^0\ 17',0$ West; jährliche Abnahme $-4',2$; Horizontalintensität 0,206 48 C. G. S.; jährliche Zunahme $+0,00010$ C. G. S.

Erdmagnetisches Observatorium in München, im Mai 1903.

(Eingegangen 12. Mai 1903.)

Magnetisierung eiserner Cylinder.

Von H. Meldau.

Zur Kompensation der durch die Vertikalinduktion im Schiffseisen erzeugten semicirkularen Deviation bringt man am Kompassständer eine vertikale eiserne Stange, die sog. Flinderstange, an. Nach W. Thomsons Vorschlag verwandte man für diese Stange bisher massive eiserne Cylinder von 7 bis 8 cm Durchmesser. Neuerdings wählt W. Ludolph in Bremerhaven auf Vorschlag von Prof. C. Schilling statt dieser Vollcylinder röhrenförmige Cylinder von etwa 1 cm Wandstärke.

Gelegentlich der Feststellung der Konstanten dieser neuen Cylinder habe ich ihre Wirkung mit derjenigen der Vollcylinder verglichen. Wenn es sich bei diesen Beobachtungen auch nur um eine spezielle Versuchsanordnung handelt, so dürfte doch das Resultat des Vergleiches physikalisches Interesse beanspruchen.

Die Cylinder wurden, wie es der Anbringung am Kompass entspricht, 25,5 cm vom Rosenmittelpunkte entfernt vertikal so aufgestellt, dass die Oberkante des Cylinders sich 2 cm oberhalb der Ebene des Magnetsystems der Rose befand. Beobachtet wurden die durch den Cylinder hervorgebrachten Ablenkungen, wenn dieser magnetische Ost oder West vom Rosenmittelpunkte stand.

Der Durchmesser der Vollcylinder beträgt 8,0 cm, derjenige der Hohlcylinder 7,7 cm, während die Wandstärke 1,1 cm ist. An Vollcylindern wurden verwandt vier Stücke von je 19,8 cm, 1 Stück von 9,6 und zwei Stücke von je 4,6 cm Länge, an Hohlcylindern vier Stücke von 19,6 cm und zwei Stücke von 9,9 cm Länge. Aus diesen Stücken wurden die Cylinder in möglichst analoger Weise aufgebaut. Behufs Elimination der Wirkung eines etwaigen

permanenten Magnetismus wurde jedes einzelne Stück bei jeder Ablesung umgekehrt. Die folgende Tabelle giebt die ausgeübte Kraft $\mathfrak{J}$ ausgedrückt in der Horizontalintensität am Orte.

Hohlcylinder Durchm. 7,7 cm, Wandst. 1,1 cm		Vollcylinder Durchmesser 8,0 cm	
Länge	$\mathfrak{J}$	Länge	$\mathfrak{J}$
19,6 cm	0,055	19,8 cm	0,067
29,5 „	0,128	29,4 „	0,151
39,2 „	0,203	39,6 „	0,252
49,1 „	0,277	49,2 „	0,346
58,8 „	0,325	59,4 „	0,428
68,7 „	0,364	69,0 „	0,521
78,4 „	0,400	79,2 „	0,600
88,3 „	0,438	88,8 „	0,650
98,2 „	0,466	98,0 „	0,695

Aus den angeführten Zahlen ergiebt sich: Für kleine Cylinderlängen ist die Wirkung des Vollcylinders nur unerheblich grösser als die des Hohlcylinders.

Mit wachsender Cylinderlänge wächst das Verhältnis der Wirkung des Vollcylinders zu der des Hohlcylinders.

Diese Versuchsergebnisse erklären sich ungezwungen aus den verschiedenen Werten der entmagnetisierenden Intensität; sie bilden eine weitere Widerlegung der von Grotrian in Wied. Ann. **50**, 705, 1893; **52**, 735, 1894 und **54**, 452, 1895 vertretenen Ansicht über die Magnetisierung von eisernen Cylindern.

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

Über den Volta-Effekt.

Von George C. Simpson.

Bei Arbeiten mit einem empfindlichen Quadranten-Elektrometer hatte ich dasselbe gelegentlich mit einem langen Kupferdraht verbunden, der zum Schutze gegen ein elektrisches Feld in einem aussen mit Stanniol überzogenen Holzkasten ausgespannt war. Dabei zeigte es sich, dass der Draht langsam eine positive Ladung annahm, wenn er isoliert sich selbst überlassen wurde. Ich stellte fest, dass die Ladung mit der Substanz des verwendeten Drahtes variierte, denn sie ergab sich für Messing wie für Kupfer positiv und für Zink und Aluminium negativ.

Um die Erscheinung etwas genauer zu untersuchen, liess ich einen, 1 Meter hohen und breiten und 1 1/2 Meter langen Käfig aus verzinktem Eisendrahtnetz herstellen, dessen Holzgestell sich ganz ausserhalb des Netzes befand. Im Innern wurde das zu untersuchende Metall in Form von Drähten, Blechen oder Netzen an einem isolierenden Träger aufgehängt und durch einen Draht von demselben Metall mit dem einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden; der Käfig und das andere Quadrantenpaar waren geerdet. Das zu untersuchende Metall wurde zunächst mit dem Käfig verbunden und dann isoliert, worauf die Elektrometernadel sich sehr langsam bewegte und in etwa ein oder zwei Stunden eine konstante Ablenkung erreichte. Die so angezeigte Potentialdifferenz variierte von Metall zu Metall; sie war negativ für Natrium und Magnesium-Aluminium (Magnalium) und positiv für die anderen untersuchten Metalle. Die Messungsergebnisse sind im folgenden zusammengestellt.

Kupfer .	+ 0,70	Volt
Eisen . .	+ 0,40	„
Zinn . .	+ 0,25	„
Blei . .	+ 0,23	„
Magnalium	— 0,28	„
Natrium .	— 0,70	„

Dabei muss bemerkt werden, dass die Metalle (mit Ausnahme von Blei) nicht besonders blank gemacht waren. Es ist ersichtlich, dass diese Zahlen sehr gut mit der Voltaschen Spannungsdifferenz zwischen diesen Metallen und dem Zink — der Käfig bildet die Zink-Elektrode — übereinstimmen.

Die Einstellung auf die definitive Spannungsdifferenz konnte ohne sonstige Änderung sehr beschleunigt werden, wenn der Ionengehalt der Luft im Beobachtungszimmer durch Röntgenstrahlen künstlich verstärkt wurde.

Kurz nach Abschluss dieser Arbeiten ist mir ein Bericht über die Diskussion zu Gesicht gekommen, die sich an den Vortrag des Herrn Grimsehl auf der Naturforscherversammlung zu Karlsbad[1]) anschloss, wonach dort eine Beobachtung desselben Phänomens durch Prof. Voller erwähnt wurde.

1) Diese Zeitschr. **4**, 43, 1902.

Geophysikalisches Institut Göttingen.

(Eingegangen 6. Mai 1903.)

Krystallisation im elektrischen Felde.

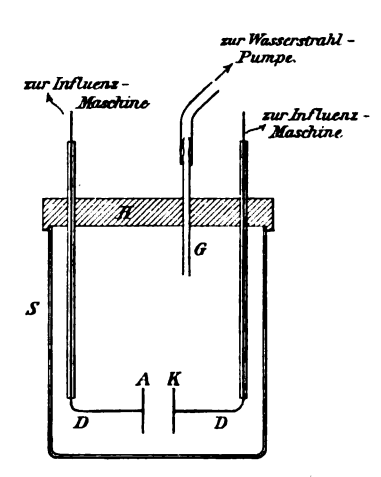
Von W. Schmidt.

Eine Krystallkugel wird sich im homogenen elektrischen Felde bei völliger Bewegungsfreiheit so einstellen, dass die Richtung der grössten Dielektrizitätskonstanten mit der Richtung der Kraftlinien zusammenfällt. Wenn sich nun Krystalle im elektrischen Feld aus einer Lösung ausscheiden, so war anzunehmen, dass sie eine ganz bestimmte Orientation annehmen würden.

Ein dahin zielendes Experiment bestätigte diese Vermutung nicht, es zeigte aber eine

andere interessante Erscheinung: die Krystalle setzten sich nur an der einen Elektrode an, während die andere völlig frei blieb. Die Versuchsanordnung war folgendermassen gemacht:

2 Messingelektroden, *A* und *K*, von 3 X 7,5 cm Oberfläche, standen sich durch die rechtwinklig nach oben gebogenen Drähte *DD* in einer Entfernung von 2 cm gegenüber.



Die Drähte waren mit Schwefel in Glasröhren eingeschmolzen, die fest in dem paraffinierten Holzdeckel H darinsassen. Dieser konnte luftdicht auf die Krystallisierschale *S* von 11 cm Durchmesser und 12 cm Höhe aufgekittet werden. Durch den Deckel *H* führte noch das kurze Glasrohr *G* hindurch, das mit einer Wasserstrahlpumpe in Verbindung stand. Die Enden der Drähte *DD* wurden mit einer durch einen Elektromotor getriebenen Influenzmaschine verbunden, die, wie eine parallel geschaltete Funkenstrecke zeigte, eine Potentialdifferenz von ungefähr 40000 Volt gab.

Der Versuch wurde mit einer Schwefel-Schwefelkohlenstoff-Lösung gemacht. Diese Substanzen wurden deshalb genommen, weil Schwefel einen ziemlichen Unterschied der Dielektrizitätskonstanten in den verschiedenen Richtungen zeigt (1:0,85:0,78)[1], sich leicht im Schwefelkohlenstoff löst und aus der verhältnismässig flüchtigen Lösung schnell und regelmässig auskrystallisiert. Die gesättigte Lösung wurde sorgfältig filtriert und beim Einfüllen in die Krystallisierschale *S* etwas verdünnt, damit der Schwefel nicht zu früh ausfiele. Um die Verdunstung etwas zu beschleunigen und möglichst immer unter denselben Bedingungen vor sich gehen zu lassen, konnten die Schwefelkohlenstoffdämpfe durch die bereits erwähnte Wasserstrahlpumpe, die einen nur geringen Unterdruck gab, abgesaugt werden.

Einige Zeit nach Beginn des Versuches zeigt sich nun der Anfang der Krystallisation, die vorzüglich durch das Glasgefäss S und durch die durchsichtige Lösung hindurch beobachtet werden konnte. Den genaueren Verlauf giebt meine Tagebuchaufzeichnung wieder:

9 Uhr 35. Beginn des Versuches. Die Flüssigkeit ist zwischen den beiden Elektroden in ziemlich starker unregelmässiger Bewegung.

10 Uhr 05. An der Rückseite der Anode haben sich grössere und kleinere Krystalle angesetzt, an der Vorderseite nur kleinere. An der Glaswand kriecht die Lösung etwas empor und verdampft.

10 Uhr 35. Auch an der Vorderseite der Anode haben sich grössere Krystalle angesetzt, aber in geringerer Zahl wie an der Rückseite.

11 Uhr 45. Es hat sich von der Glaswand aus auf der einen Seite nach der Anode hin in der Luft ein fächerförmiges Schwefelgebilde angesetzt, das jeweilig bis an die Flüssigkeitsoberfläche herangeht.

12 Uhr 45. Unterbrechung des Versuches.

Nach Herausnahme des Deckels *H* mit den beiden Elektroden sah man jetzt noch deutlicher, wie während des Versuches, dass sich auf der Anode eine ca. 3—5 mm dicke durchsichtige Schwefelschicht angesetzt hatte. Die einzelnen Krystalle, die man gut unterscheiden konnte und die, wie leicht erklärlich, besonders schön an den Rändern der Metallplatte ausgebildet waren, liessen nicht die geringste Regelmässigkeit in der Orientation erkennen. Die Kathode war von Krystallen völlig frei geblieben. Man könnte nun diese Erscheinung dadurch erklären, dass sich zufällig zuerst an der Anode ein Krystall gebildet hätte, der dann gewissermassen ein Keim für die andern Krystalle geworden wäre. Dem steht entgegen, dass auch sonst an der Gefässwand Krystalle gewachsen waren, vor allem aber, dass an der Stelle, wo der Draht *D* von der Kathode aus in die Glasröhre mündete, wo also der zum Einschmelzen benutzte Schwefel mit der Lösung in Berührung kam, schön ausgebildete Krystalle sich angesetzt hatten.

Die Erscheinung lässt sich erklären, wenn man annimmt, dass die Schwefelkrystalle in statu nascendi einen negativen Charakter annehmen. Sie werden dann durch elektrische Kräfte entweder zur Anode oder durch Molekularkräfte der Krystallisation zu bereits vorhandenen Krystallen hingetrieben. Auf jeden Fall müssen sie von der Kathode abgestossen werden.

Giessen, Physik. Inst., im Mai 1903.

(Eingegangen 17. Mai 1903.)

1) Vergl. W. Schmidt, Ann. der Physik 9, 933, 1902.



Über die Ionisierung der Luft durch Wasser.

Von F. Himstedt.

1. Als ich mit der von Elster und Geitel[1]) angegebenen Anordnung, — Elektroskop mit Zerstreuungskörper im Innern eines 36 cm weiten, 43 cm hohen Glasgefässes — Versuche über die Zerstreuung der Elektrizität anstellte, fand ich, dass Luft, welche von einem Wasserstrahlgebläse geliefert war, eine sehr bedeutende Leitfähigkeit besitzt. Während in Zimmerluft das Elektroskop in 60 Minuten einen Spannungsverlust von 8,12 Volt ergab, fand ich, als das Glasgefäss mit der Luft des Wasserstrahlgebläses gefüllt wurde, für die gleiche Zeit von 60 Minuten berechnet, einen Abfall von 632 Volt, der im Laufe von 3 Stunden auf 852 Volt stieg, um dann ganz langsam abzufallen. Nach 7 Tagen betrug er noch 240 Volt. Diese Luft zeigte also ein ganz analoges Verhalten wie die Kellerluft, resp. die aus dem Boden angesaugte Luft in den Elster und Geitelschen Versuchen. Dass die abnorm hohe Leitfähigkeit nicht von dem grösseren Feuchtigkeitsgehalt der Gebläseluft herrührte, konnte sehr einfach dadurch erwiesen werden, dass man die Luft durch lange Röhren mit P_2O_5 leitete und sie auf diese Weise weit unter den normalen Feuchtigkeitsgehalt der Zimmerluft trocknete. Das Durchleiten der Luft durch ein Rohr, das mit zur Erde abgeleiteter Kupferwolle gefüllt war, nahm derselben jede Spur etwa vorhandener Wasserfallelektrizität, zerstörte aber die abnorm hohe Leitfähigkeit nicht.

Luft, welche durch ein Gefäss gesaugt wurde, das mit nassem Koks oder Sand oder angefeuchteter Glaswolle gefüllt war, zeigte ebenfalls eine Vermehrung der Leitfähigkeit, so dass es mir nicht unmöglich erscheint, dass die abnorm hohe Leitfähigkeit, welche Elster und Geitel bei Kellerluft, sowie bei aus dem Erdboden angesaugter Luft beobachtet haben, darauf zurückzuführen ist, dass im Erdboden und auch in feuchten Kellern die Luft durch die mit feinstverteilten Wassertröpfchen bedeckten Erdmassen hindurch resp. an ihnen vorbei streicht. Versuche, bei denen Luft unter bestimmtem Drucke durch destilliertes Wasser, Regenwasser, Leitungswasser, Lösungen von $NaCl$, $CuSO_4$, H_2SO_4 gepresst wurde, ergaben für alle diese Flüssigkeiten den gleichen Betrag der Luftleitfähigkeit. Beim Durchpressen der Luft durch Kaiseröl, Paraffinöl, Benzol konnte keine Erhöhung der Leitfähigkeit beobachtet werden. Ein und dasselbe Quantum Wasser konnte beliebig oft zu solchen Versuchen benutzt werden, ohne dass irgend eine Abnahme seiner Wirksamkeit zu konstatieren war. Ausser mit Luft sind Versuche mit O und CO_2 mit dem gleichen Erfolge angestellt.

2. Es entsteht jetzt die Frage, wie kommt diese Leitfähigkeit der Gase zu stande? Wird das Gas bei dem Durchstreichen durch das Wasser direkt ionisiert, oder nimmt dasselbe dabei Spuren einer radioaktiven Substanz in sich auf oder endlich führt es eine sogenannte Emanation von einer in dem Wasser enthaltenen radioaktiven Substanz mit sich? Das sind wohl die zunächst sich aufdrängenden Fragen. Dass das Gas beim Durchstreichen des Wassers einfach ionisiert wird, in der Weise etwa, wie dies durch die Einwirkung von ultravioletten oder von X-Strahlen geschieht, muss schon um deswillen als unwahrscheinlich bezeichnet werden, weil es die lange Glasröhre mit dichtgestopfter Watte zu durchsetzen vermag, ohne nachweisbare Einbusse an seiner Leitfähigkeit zu erleiden. Auch spricht entschieden dagegen das sehr langsame Verschwinden der erlangten Leitfähigkeit, das hier ebensoviel Tage erfordert, wie dort Minuten.

Wurde die vom Wasserstrahlgebläse gelieferte Luft zwischen den Platten eines Kondensators hindurch geleitet, dessen eine Belegung geerdet, dessen andere Belegung auf + 8000 Volt geladen war, so zeigte die Luft unmittelbar darauf eine stark unipolare Leitfähigkeit der Art, dass die Leitfähigkeit für $\pm E$ auf weniger als die Hälfte gesunken, die für $+E$ auf mehr als das Doppelte gestiegen war. Die Ungleichheit gleicht sich sehr schnell aus, und nach einer Stunde ist fast vollkommen das frühere Verhalten wieder eingetreten, + und — Leitfähigkeit angenähert gleich gross.

3. Die Luft, welche durch die Wasserstrahlpumpe gegangen ist, ist also nicht einfach ionisiert wie die den X-Strahlen oder dem ultravioletten Lichte ausgesetzt gewesene Luft. Sie hat eine Veränderung erlitten oder einen Zusatz erhalten, der auf längere Zeit ihr die Fähigkeit verleiht, die Zahl der freien Ionen und damit ihre Leitfähigkeit auf konstanter bedeutender Höhe zu halten. Der nächstliegende Gedanke dürfte sein, anzunehmen, dass die Luft aus der wirksamen Flüssigkeit eine Emanation oder geringe Mengen einer radioaktiven Substanz mitreisst. Da Wasser die bei weitem stärkste Wirkung ausübt, vielleicht überhaupt die einzige wirksame Substanz ist, so liegt es nahe, zu versuchen, der Luft nach Möglichkeit alle Spuren des mitgeführten Wassers zu entziehen, um zu sehen, ob die fremde Substanz dann auch verschwindet. Längeres Stehenlassen der Luft über P_2O_5 und metallischem Na, so wie Hindurchleiten durch lange Röhren, die mit Asbestwolle gefüllt waren, welche reichlich mit P_2O_5 bestäubt war, konnten der Luft wohl

1) Diese Zeitschrift **2**, 560, 1901.

alle für das Hygrometer wahrnehmbare Feuchtigkeit entziehen, nicht aber ihr die hohe Leitfähigkeit nehmen. Dagegen konnte dieselbe vollständig zerstört werden dadurch, dass man die Luft durch ein in flüssige Luft tauchendes Schlangenrohr leitete. Liess man nach einem solchen Versuche dies Schlangenrohr sich wieder erwärmen, so zeigte die aus ihm entnommene Luft wieder die abnorm hohe Leitfähigkeit.

4. Die Herren Elster und Geitel haben zur Erklärung der abnorm hohen Leitfähigkeit der Luft in Kellerräumen etc. eine mögliche Radioaktivität der Luft selbst herangezogen. Ich will auf die mannigfachen Versuche hier nicht näher eingehen, die ich angestellt habe, um in dem, was in dem Kupferrohr ausgefroren war, das radioaktive Agens zu finden. Sie haben alle ein negatives Resultat gehabt, sind aber um deswillen nicht beweiskräftig, weil man wird einwenden können, dass für die Hervorbringung der beobachteten Effekte ja nur ganz minimale Mengen erforderlich sind und diese können sich der Wahrnehmung entzogen haben. Ich möchte aber darauf aufmerksam machen, dass die abnorm hohe Leitfähigkeit der Luft und die im Vorstehenden beschriebenen Erscheinungen in anderer und wie mir scheint, besonders einfacher Weise sich erklären lassen, nämlich durch die Annahme, dass das Wasser in ähnlicher Weise wie auf Säuren und Salze, so auch auf Gase eine stark ionisierende Wirkung auszuüben vermag. Man kann sich vorstellen, dass wenn ein Gas durch Wasser in Blasenform hindurch gepresst wird, einzelne Gasmoleküle in so innige Berührung mit dem Wasser kommen, dass sie gewissermassen darin gelöst werden und sich mit einer natürlich ganz minimalen Spur von Wasser so vereinigen, dass nachher ein in eine Wasserhülle gehülltes oder darin gelöstes Gasmolekül aus dem Wasser in die Luft tritt. Solche Moleküle würden nun, analog wie in Wasser befindliche Salzmoleküle, die Fähigkeit besitzen, ausserordentlich leicht zu dissoziieren, d. h. Ionen zu bilden, und auf diese Weise die Leitfähigkeit der Luft bedingen. Diese allerfeinsten, mit den Luftmolekülen verbundenen Wasserteilchen dürfen natürlich nicht mit den weit beträchtlicheren Wassermengen verwechselt werden, die etwa in den Nebelbläschen enthalten sind. Das geht ja schon daraus hervor, dass die letzteren von einigermassen dicht gestopfter Watte zurückgehalten werden, in ruhender Luft sich verhältnismässig schnell absetzen, erstere aber nicht. Nach dieser Vorstellung würde man sich auch die sogenannte natürliche Leitfähigkeit der Luft und besonders ihre Abhängigkeit von den meteorologischen Verhältnissen der Atmosphäre leicht erklären können. In der bewegten Luft bilden sich, wenn sie über feuchte Flächen, durch feuchtes Gebüsch etc. hinstreicht, je nach Umständen eine grössere oder geringere Anzahl leicht dissoziierbarer Moleküle. Durch Ionenstoss, durch ultraviolettes Licht, durch Strahlen radioaktiver Substanzen werden diese in Ionen gespalten, und wird dadurch die Leitfähigkeit der Luft hervorgerufen. Diese zeigt jedenfalls in mehrfacher Beziehung dasselbe Verhalten wie die durch Wasser hindurchgeblasene Luft. Stellt man mit der aus der freien Atmosphäre entnommenen Luft die S. 482 beschriebenen Versuche mit dem Kondensator an, so erhält man Resultate, die den dort mitgeteilten vollkommen entsprechen.

Freiburg i/B. Mai 1903.

(Eingegangen 15. Mai 1903.)

Zur elektrostatischen Ablenkbarkeit der Rutherfordstrahlen.

Von Th. Des Coudres.

Gelegentliche Versuche, welche darauf gerichtet waren, eine etwaige Veränderung der magnetischen Steifigkeit von Becquerelstrahlen beim Durchgange durch absorbierende Metallschichten nachzuweisen, zeigten, dass der von Gieselschem Radiumbromid ausgehende, photographisch überaus wirksame, scheinbar unablenkbare Teil der Strahlung nur zu sehr kleinem Teile aus Röntgenstrahlen bestehen kann. Er war weit absorbierbarer als der ablenkbare Teil. Das magnetische Spektrum Fig. 1 ist

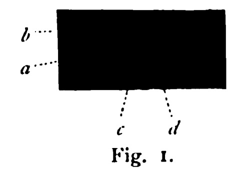


Fig. 1.

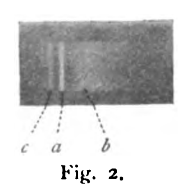


Fig. 2.

wie die übrigen wiedergegebenen Spektra im Vakuum aufgenommen. Die Strahlen hatten zwei Spalte von etwa 0,2 mm Weite passiert. Der gegenseitige Abstand der beiden Spalte und der Abstand des zweiten Spaltes vom photographischen Film betrug 4 cm. Der erste Spalt befand sich in der Wand der luftdichten Messingkamera und war mit 0,004 mm Aluminium verschlossen, so dass das strahlende Präparat nicht selbst in das Vakuum gebracht zu werden brauchte. Bei *a* ist das Film unbedeckt, bei *b* löscht ein aufgelegtes Aluminiumblatt von 0,01 mm Stärke die unablenkbaren Strahlen *c* fast ganz aus, während das abgelenkte Band nur unmerkbar geschwächt ist.

Seitdem hat Rutherford[1]) durch höchst

1) Diese Zeitschrift **4**, 235, 1903.

sinnreiche Messungen des Leitendwerdens der Luft unter verschiedenen Bedingungen bewiesen, dass auch auf die bisher sogenannte α-Strahlung magnetisches und elektrisches Feld wirken und dass wir in dieser Strahlung die solange gesuchten positiven Teilchen vor uns haben dürften. Die Wichtigkeit der Rutherfordschen Entdeckung liess eine direkt anschauliche Vorführung von magnetischer und elektrischer Ablenkung erwünscht und bei der Vorzüglichkeit des Gieselschen Präparates leicht ausführbar erscheinen. Der Erfolg hat die Erwartung gerechtfertigt.

Den magnetischen Versuch hatte bereits H. Becquerel[1]) angestellt. Überraschenderweise ergab sich die positive Strahlung seines Curieschen Präparates ausserordentlich homogen gegenüber der Becquerelschen β Strahlung. Trotzdem er in Luft von Atmosphärendruck photographierte, erhielt Becquerel relativ scharfe abgelenkte Spaltbilder, auch ganz im Gegensatze zu den bei den Kanalstrahlen von W. Wien[2]) gemachten Erfahrungen. Aufnahmen im Vakuum mit dem Gieselschen Radium haben Becquerels Resultat jedoch durchaus bestätigt. In Fig. 2 beispielsweise ist a die Strahlenwirkung ohne Magnetfeld; b das sich von 2 bis 16 mm erstreckende und am Ende grösserer Ablenkung nur ganz verwaschen begrenzte Spektrum der negativen Becquerelstrahlen bei Feldstärke 76; c sind die bei gleichgerichtetem, aber auf 2500 verstärktem Felde nach der anderen Seite abgelenkten Rutherfordstrahlen. Genauere Betrachtung der Negative zeigt allerdings, dass an die vergleichsweise scharf abgelenkten Spaltbilder nach der Seite wachsender Ablenkung kleine stetig abklingende Schweife ansetzen. Wird ein Teil des Films mit Aluminiumfolie bedeckt, so verschwindet der Schweif an den bedeckten Stellen. Das Bild wird schärfer und symmetrischer. Andeutungen davon dürfte Fig. 3

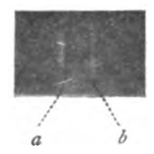


Fig. 3.



Fig. 4.

erkennen lassen. Vor dem unteren Teil des Film befand sich ein 2 mm breiter Aluminiumstreifen von 0,004 mm Dicke; a und b sind durch Kommutation eines Magnetfeldes von ca. 3000 Einheiten erhalten. Als Beleg für die ganz ausserordentliche Wirksamkeit der Gieselschen Präparate mag die Angabe dienen, dass ein repoduzierbares Bildchen wie Fig. 4 mit 8 mg Radiumbromid nur 80 Minuten Expositionszeit erforderte. Gut ausmessbare Negative bekommt man schon in ein Viertel dieser Zeit. Dabei hatten die Strahlen, wie bei allen Versuchen, die 0,004 mm Aluminium des ersten Spaltes passiert.

Zu qualitativer Demonstration der elektrostatischen Ablenkung und Entscheidung der durch Rutherfords Experimente einstweilen noch offen gelassenen Vorzeichenfrage genügten die 110 Volt der städtischen Zentrale, sofern eine aus Fig. 7 ersichtliche Anordnung benutzt wurde. Die Maasse des Apparates waren

$$a = 2\,\text{cm};\quad b = 6;\quad c = 6;\quad d = 1{,}2;$$
$$\alpha = 0{,}137\ \text{cm};\quad \beta = 0{,}0315;\quad \gamma = 0{,}35.$$

Die flach dachförmige Gestalt der Kondensatorplatten I und II erlaubte den von den beiden Firsten eingeschlossenen Kanal β als zweiten Spalt wirken zu lassen. Aufnahme 5 ist in

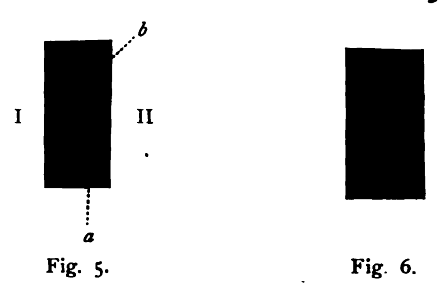


Fig. 5. Fig. 6.

dieser Weise mit 220 Volt gewonnen worden. Bis zur Erreichung des genügenden Vakuums war das ganze Film von einem Eisenplättchen bedeckt. Dann wurde die Seite I an + die Seite II an — gelegt und mittels eines Magneten das Film zur Hälfte von der Eisenbedeckung befreit. In einstündiger Exposition entstand der Streif a. Jetzt wurde das Feld kommutiert, das Eisenschieberchen ganz entfernt und eine zweite Stunde exponiert. Wirkung dieser Exposition der ganzen Platte ist Streifen b. Der Ablenkungssinn entspricht der Rutherfordschen Vorhersage, d. h. ist umgekehrt als er bei Becquerelstrahlen sein würde. Die Streifen sind so schmal, wie nach den geometrischen Verhältnissen nur zu erwarten stand. Erhebliche Dispersion kann also nicht vorhanden sein. $\frac{e}{m}$ und u müssen sich mit einiger Genauigkeit auch ohne den Kaufmannschen[1]) Kunstgriff ermitteln lassen.

Die Berechnung von $\frac{mu^2}{e}$ aus den Aufnahmen mit doppelkeilförmigem Ablenkungsraum ohne zweiten Spalt ist ziemlich weitläufig und wohl darum nicht besonders zuverlässig, weil es sehr genau auf Kenntnis des kleinsten Abstandes β

1) Comptes Rend. 136, 199, 1903.
2) Wied. Ann. 65, 440, 1898; Ann. d. Phys. 5, 421, 1901.

1) Gött. Nachr. 1901, 143.

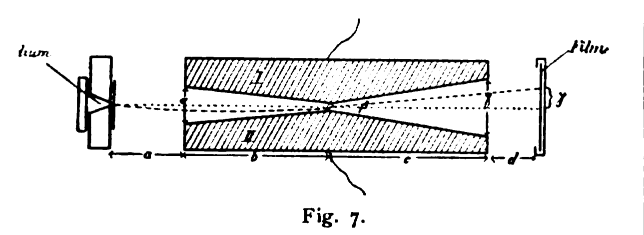


Fig. 7.

der Kondensatorplatten ankommt. Doch stimmten die so mittels Formel

$$\frac{mu^2}{e} = \frac{V}{y}\left\{\frac{c^2}{\gamma-\beta}\left(\frac{\gamma}{\gamma-\beta}\, lg\frac{\gamma}{\beta} - 1\right) + \frac{b^2}{\alpha-\beta}\left(1 - \frac{\beta}{\alpha-\beta}\, lg\frac{\alpha}{\beta}\right)\left(1 - \frac{a+b+c+d}{c+d}\right) + \frac{b(c+d)}{\alpha-\beta}\, lg\frac{\alpha}{\beta} + \frac{cd}{\gamma-\beta}\, lg\frac{\gamma}{\beta}\right\};$$

(V = Potentialdifferenz der Platten in $c\ g\ s$ Einheiten, y = Spaltbildablenkung) gewonnenen Zahlen immerhin bis auf 15 Proz. mit dem Werte $\frac{mu^2}{e} = 3{,}94 \cdot 10^{14}$, der bei Anwendung eines planparallelen Kondensators von 4 mm Plattenabstand und $\pm$ 12000 Volt Spannungsdifferenz erhalten wurde. Von letzteren Versuchen giebt Fig. 6 ein Film wieder. Messung der magnetischen Ablenkung in dem durch geeignete Polschuhe aus unterteiltem Eisen homogen gemachten Felde eines Faradayschen Elektromagneten von 2000 Einheiten andrerseits lieferte $\frac{mu}{e} = 2{,}56 \cdot 10^5$.

Daraus würde folgen $u = 1{,}65 \cdot 10^9$;

$$\frac{e}{m} = 6{,}4 \cdot 10^3.$$

Würzburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 11. Mai 1903.)

Wellentelegraphie.

Von Georg Seibt.

In einem Aufsatz „Über ein neues Verfahren zur Abstimmung funkentelegraphischer Stationen mit Hilfe des Multiplikators" E. T. Z. 1, 1903 hat Graf Arco einige Studien veröffentlicht, welche sich an frühere Untersuchungen von mir anschliessen. Da die Arcoschen Experimente meine Schlussfolgerungen zu bestätigen scheinen, in theoretischer Hinsicht indessen und über einige andere Fragen unsere Ansichten vielfach voneinander abweichen, gestatte ich mir, auf einige Stellen der Arcoschen Arbeit einzugehen.

1. Resonanz schneller elektrischer Schwingungen. Graf Arco skizziert den physikalischen Vorgang auf den Sende- und Empfangsstationen mit folgenden Worten: „In Fig. 7 stellt I schematisch den Geber, II den Empfänger dar. Beide bestehen aus einem geradlinigen ausgestreckten, unten geerdeten Luftleiter, welcher zu elektrischen Eigenschwingungen angeschlagen wird."

Meines Wissens hat man als Resonanz stets das Mitschwingen eines schwingungsfähigen Gebildes und im engeren Sinne das Zusammenfallen der Eigenperiode mit derjenigen der erregenden Kraft bezeichnet und zwar gerade zum Unterschiede von den Eigenschwingungen, welche durch einen Schlag erzeugt werden. Näheres hierüber ist in den meisten Lehrbüchern der Physik und Mechanik enthalten. Für die Resonanz schneller elektrischer Schwingungen sind die Arbeiten von V. Bjerknes, Wied. Ann. **55**, 121, 1895 von grundlegender Bedeutung geworden. Allgemeine Betrachtungen über das Mitschwingen finden sich z. B. bei v. Helmholtz „Vorlesungen über die Dynamik diskreter Massenpunkte", Leipzig 1898, § 36 und 37 sowie in dessen Werken akustischen Inhaltes.

Über die Schwingungsform eines Resonators, welcher von einer periodischen, zeitlich gedämpften Kraft erregt wird, lässt sich im allgemeinen folgendes aussagen: es entstehen in dem Resonator zwei voneinander unabhängige Schwingungen verschiedener Periodenzahl und Dämpfung. Ist die Rückwirkung des Resonators auf das erregende System gering, so entspricht die erste Schwingung in Bezug auf Periode und Dämpfung völlig der erregenden Ursache. Die zweite entspricht der Eigenschwingung des Resonators. Wenn die Rückwirkung nicht mehr vernachlässigt werden darf, so werden beide Schwingungen deformiert und zwar umsomehr, je stärker der Energieaustausch zwischen beiden Systemen ist. Die Amplituden beider Schwingungen hängen in hohem Masse von den Dämpfungen ab. Sind die Erregerschwingungen zeitlich sehr stark gedämpft, so wirken sie nahezu wie ein einmaliger Anstoss und erregen im Resonator vorzugsweise dessen Eigenschwingung. Als Repräsentanten von Erregern dieser Art Schwingungen können der Marconi-Geber und die Slaby-Arcosche Sendeschleife gelten.

Im Gegensatz hierzu stehen die Braunschen Schaltungsweisen (vergl. z. B. die Fig. 15 und 16 des Arcoschen Aufsatzes). Wird nämlich der geschlossene Schwingungskreis so ausgeführt, wie es Prof. Braun angegeben hat, mit grosser Kapazität und geringer Selbstinduktion, so stellt derselbe ein elektrisch sehr wenig gedämpftes System dar von solcher Mächtigkeit, dass Sende- und Fangdraht wesentlich nur zu erzwungenen Schwingungen erregt werden.

Der vorstehende Zusammenhang ist von

Prof. Braun oftmals ausgesprochen[1]) und auch von dem Unterzeichneten vertreten worden.[2])

Folgende Messung diene zur erneuten experimentellen Bestätigung.

Auf der Station der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie in der Markgrafenstrasse wurde der Luftleiter auf den geschlossenen Kreis abgestimmt. Resonanz war vorhanden bei 18 Leidener Flaschen und 4 Windungen Selbstinduktion. Die Wellenlänge, im Luftleiter gemessen[3]), ergab sich zu $\lambda = 212$ m. Darauf wurde der Luftleiter abgenommen und die Wellenlänge im Erregerkreise selbst gemessen. Es ergab sich $\lambda = 203$. Dann wurde der Erregerkreis künstlich etwas verstimmt. Bei 24 Flaschen und 4 Windungen ergab sich im Luftleiter eine Wellenlänge von $\lambda = 237$ m, im Erregerkreise, wiederum bei abgetrenntem Luftleiter, gleichfalls $\lambda = 237$ m. Bei derselben Flaschenzahl, aber 2 Windungen Selbstinduktion ergaben die in gleicher Weise ausgeführten Messungen jedesmal $\lambda = 130$ m.

Flaschenzahl	Windungszahl	Wellenlänge im unbelasteten System	Wellenlänge im Luftleiter
18	4	203	212
24	4	237	237
24	2	130	130

In vorstehender Weise sind die Messresultate übersichtlich zusammengestellt. Es ergiebt sich hieraus die praktisch wichtige Thatsache, dass man bei gegebener Länge des Luftleiters mit den verschiedensten Wellenlängen arbeiten kann. Es braucht kaum besonders hervorgehoben zu werden, dass sich die verschiedenen Wellen auch in einer verschiedenen Abstimmstellung des Empfängers äussern. Nachgewiesen wurde dies auf der Station in der Centrale der Hochbahn.

2. Resonanz langsamer elektrischer Schwingungen. Vorschläge nach dieser Richtung sind bereits mehrfach gemacht worden. a) Blondel (D. R.-P. 125372) und Hauptmann von Sigsfeld (mündliche Mitteilung) suchten eine Abstimmung dadurch zu erreichen, dass sie auf der Empfangsstation solche Indikatoren aufstellten, welche eine der Funkenfolge entsprechende Eigenschwingung besitzen. Meines Wissens ist dieses Verfahren nicht über Laboratoriumsexperimente hinaus gediehen. b) Mit der Ausnutzung der Resonanz der Induktorien habe ich mich seit längerer Zeit beschäftigt und auf eine besondere Konstruktion ein Patent erhalten.

Allgemeine Verwendung, wie Graf Arco es darstellt, hat jedenfalls die Resonanz langsamer Schwingungen in der wellentelegraphischen Praxis bisher nicht gefunden.

3. Verhalten einer angehängten Kapazität. Nach Graf Arco S. 7, Sp. 3 ist jetzt die Fritterkapazität sehr klein und bewirkt allein mit der Selbstinduktion von S_v und S_f die Abstimmung des Indikatorkreises.

In meiner Arbeit E. T. Z. **22**, 1901, No. 29 gehe ich von der Erwägung aus, dass gegenüber schnellen Schwingungen die verteilte Kapazität von Spulen und geradlinigen Drähten nicht mehr vernachlässigt werden darf, und dass gerade durch das Zusammenwirken dieser mit der Selbstinduktion die hohen Multiplikatorspannungen zustande kommen. Stellt man in Abrede, dass die Kapazität von Spulen zu berücksichtigen ist, so heisst dies nichts anderes, als auch die wellenartige Ausbreitung elektrischer Schwingungen verneinen.

Eine angehängte Kapazität wirkt, wie ich theoretisch abgeleitet (E. T. Z. **16**, 343, Gl. 47, 1902) und experimentell nachgewiesen habe (ebenda S. 410, Sp. 2), wie eine zusätzliche Drahtlänge. Dieses Verhalten einer angeschlossenen Kapazität habe ich in einem Vortrage vor dem elektrotechnischen Verein am 25. November v. J. demonstriert. (E. T. Z. **24**, 107, 1903.)

4. Die Braunschen Senderschaltungen als Systeme von mehreren Freiheitsgraden.

a) Bei Abstimmung der einzelnen Teile. Auf Seite 9 weist Graf Arco durch Messung von Wellenlängen nach, dass in den Braunschen Schaltungen zwei Maxima entstehen, wenn Sendedraht und Erregerkreis aufeinander abgestimmt sind.

In meiner Arbeit E. T. Z. **18**, 386 äussere ich mich zu dieser Frage, wie folgt: „Die strenge Theorie des induktiv erregten Resonators führt auf die Theorie der gekoppelten Schwingungssysteme. Dieselbe ist von den Herren A. Oberbeck, K. Domalip und Koláček für den Teslatransformator (magnetische Koppelung) in Angriff genommen und von M. Wien auf beliebig gekoppelte Systeme erweitert worden. Es ergiebt sich daraus, dass im allgemeinen in beiden Systemen zwei voneinander unabhängige Schwingungsarten von verschiedenen Periodenzahlen und verschiedenen Dämpfungen auftreten und zwar selbst dann, wenn die Eigenschwingungen der beiden Systeme in ungekoppeltem Zustande miteinander übereinstimmen."

Graf Arco giebt eine eigene Erklärung für das Auftreten der beiden Schwingungen. Er bezeichnet als Ursache hierfür nicht, wie es

1) Vergl. z. B. Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft, Leipzig 1901, S. 34, 35, 52, 53. Separatabdruck der „Umschau" **17/18**, 3, 1902.

2) E. T. Z. **22**, 581, 1901; **23**, 316, 1902; **24**, 108, 1903.

3) Hierzu wurde ein besonderes Messinstrument benutzt, welches später von anderer Seite beschrieben werden wird.

sonst geschieht, die doppelte Freiheit[1]) der Braunschen Schwingungssysteme, sondern entwickelt darüber folgende Vorstellung:

„Die Erklärung für das Auftreten von zwei Maxima verschiedener Wellenlänge zunächst bei der Schaltung nach Fig. 15, erscheint dadurch veranlasst, dass die Luftleiterschwingungen zwei verschiedene Wege nach ihrem Spiegelbilde in Erde haben, nämlich entweder den Weg durch die (fünf Windungen) Selbstinduktion allein oder die kleinere (drei Windungen) Selbstinduktion, die Flasche und die Funkenstrecke. Der Weg durch die grössere Selbstinduktion allein giebt die langsameren Schwingungen, der andere die schnelleren."

Zur Unterstützung seiner Theorie variiert Graf Arco Selbstinduktion und Kapazität des Erregerkreises. Das Ergebnis ist folgendes S. 10, Sp. 1:

„Je kleiner die Selbstinduktion des Erregerkreises und je grösser dementsprechend die Erregerkapazität, um so grösser wird die Amplitude der längeren Welle. Gleichzeitig vermindert sich hierbei der Abstand beider Maxima. Für den Grenzfall: Kapazität = unendlich bleibt nur ein Maximum."

In meiner Arbeit E. T. Z. **23**, 367, 1902 habe ich den Braunschen Sender einer theoretischen Untersuchung in Bezug auf die Art seiner Schwingungen unterzogen. Es ergab sich folgende Formel:

$$\omega\left(C + \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}\, tg \frac{\omega \sqrt{C_1 L_1}\, l}{\omega}\right) = \frac{1}{\omega L_2}.$$

In der Diskussion derselben habe ich hervorgehoben, dass zahlreiche Oberschwingungen auftreten und dass die Anordnung eine Scheu vor der Resonanz der einzelnen Teile zeige. Man komme derselben aber um so näher, je kleiner $\sqrt{\frac{C_1}{L_1}}$ (Sendedraht) und L_2 (Selbstinduktion des Erregerkreises) und je grösser C (Kapazität des Erregerkreises) ist.

Setzt man $C = \infty$, so liefert die Formel unmittelbar das Arcosche Ergebnis. Es tritt dann nur eine einzige Schwingung auf, denn die Rückwirkung des Sendedrahtes fällt nicht mehr ins Gewicht.

Die Unhaltbarkeit der Arcoschen Annahme von den beiden Wegen, in welchen nur je eine einzige Schwingung verlaufen soll, lässt sich noch von anderen, allgemeineren Gesichtspunkten aus nachweisen. Sie verträgt sich nicht mit dem Prinzip der ungestörten Superposition von Bewegungen, sie widerspricht den Grundregeln der Wechselstromtechnik.

1) Berücksichtigt man noch die verteilte Kapazität des Senders, so erhält man ein System $1 \times \infty$ Freiheitsgraden. Obertöne!

Denn bezeichnet E die Spannung zwischen dem Anschlusspunkt des Sendedrahtes an den Erregerkreis, $\mathfrak{J}_1$ den Strom in der Spule, $\mathfrak{J}_2$ den Ladestrom der Kapazität, so gelten folgende Beziehungen

$$E = \mathfrak{J}_1 w + L\frac{d\mathfrak{J}}{dt},$$

$$C\frac{dE}{dt} = \mathfrak{J}_2.$$

Hierbei ist also angenommen, dass der eine Weg die ganze Selbstinduktion, der andere nur die Kapazität enthält, dass also die „Wegdifferenz" ein Maximum ist.

Sind im Sendedraht zwei Schwingungen vorhanden, so kann man setzen

$$E = E_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + E_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2).$$

Setzt man diesen Wert in obige Gleichungen ein, so ergiebt sich als eine einfache, mathematische Konsequenz, dass auch $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$ zwei Schwingungen derselben Periodenzahlen wie E enthalten müssen.

b) Bei Verstimmung der einzelnen Teile. „Bei Verstimmung des Erregerkreises heisst es weiter bei Graf Arco, S. 11, Sp. 1, ist im Luftleiter noch eine dritte Frequenz, nämlich die des verstimmten Erregers vorhanden."

Warum nur im Luftleiter?

Auch diesen Fall habe ich in der erwähnten Arbeit einer theoretischen Untersuchung unterzogen. In der oben citierten Formel wird bei Verstimmung des Sendedrahtes der zweite Ausdruck in der Klammer gleich Null, und es bleibt nur eine einzige Schwingung

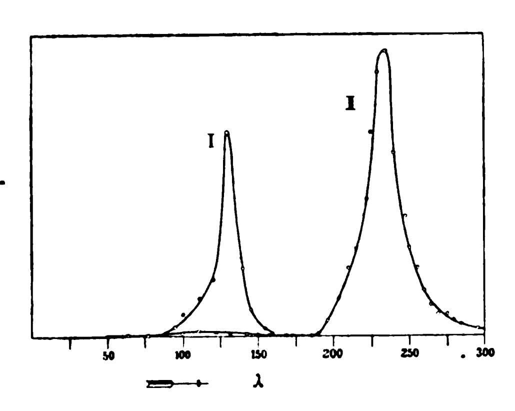
$$\omega C = \frac{1}{\omega L_2} \text{ oder } T = 2\pi\sqrt{CL}.$$

Ich sage dann: „Ist diese Bedingung erfüllt, so stören sich beide Kreise garnicht und verhalten sich so, als ob der Gebedraht von dem geschlossenen Kreise überhaupt losgetrennt wäre."

Es besteht also hier ein direkter Widerspruch zwischen den Arcoschen Angaben, wonach bei Verstimmung drei Schwingungen im Luftleiter vorhanden sein sollen, und meiner Theorie, welche nur eine einzige zulässt. Ich liess das Experiment entscheiden.

Auf der Station Markgrafenstrasse wurden die in umstehender Figur wiedergegebenen Resonanzkurven aufgenommen. Die Abszissen bedeuten die Wellenlängen des Messresonators, die Ordinaten geben ein Mass für die Stromstärke in demselben. Die Koppelung des Messgerätes mit dem Luftleiter geschah unter der nötigen Vorsicht in unmittelbarer Nähe der Anschlussstelle an den Flaschenkreis.

Kurve II entspricht einer geringen Verstimmung (Wellenlänge des Erregerkreises $\lambda = 237$ m). Das zweite Maximum ist schon hier nur noch sehr schwach ausgeprägt.



Kurve I entspricht einer stärkeren Verstimmung ($\lambda = 130$ m). Das zweite Maximum ist völlig verschwunden.

Diese Messungen mögen genügen zur Bestätigung meiner Theorie. Für die eingehendere Verfolgung der Eigenschwingungen des Braunschen Senders mit direkter Erregung habe ich ein graphisches Verfahren empfohlen. Dasselbe trägt auch den Oberschwingungen Rechnung. Es würde zu weit führen, darauf einzugehen.

5. Einfluss des Luftleiters auf die Schwingungsdauer. Gegen Schluss seines Aufsatzes weist Graf Arco daraufhin, dass die Eigenschwingung des Flaschenkreises durch den Luftleiter verlangsamt wird.

Bei der Berechnung der Schwingungszahl des Braunschen Senders gehe ich davon aus, dass der Luftleiter als eine zusätzliche Kapazität aufgefa. t werden kann. „Der Einfluss des Gebedrahtes kann berücksichtigt werden, indem man seine äquivalente Kapazität C_0 berechnet und zu derjenigen des Kondensators addiert.“

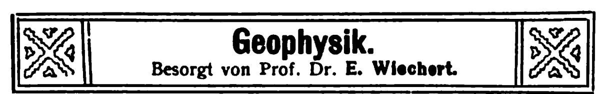
Es ist bekannt, dass durch Vermehrung der Kapazität die Schwingungsdauer verlängert wird.

6. Messung von Wellenlängen mit Hilfe des Multiplikators. Die Grundlagen hierfür sind in meiner Arbeit E. T. Z. **22**, 1901, No. 29 entwickelt worden. Es ist dort ausgeführt, dass ein linearer Leiter, geradliniger Draht oder Spule, welcher an dem einen Ende von einer äusseren Kraft erregt wird, in Resonanz ist, wenn er in einer Viertelwelle schwingt. In Fig. 1 ist das Bild einer Spule gegeben, welche an den Entladungskreis einer Leidener Flaschenbatterie angeschlossen ist und in einer Viertelwelle schwingt.

Graf Arco benutzt zur Messung von Wellenlängen dieselbe Schaltung und dasselbe Phänomen.

(Eingegangen 28. April 1903.)

REFERATE.



E. v. Schweidler, Luftelektrische Beobachtungen zu Mattsee im Sommer 1902.[1])

Gelegentlich eines Ferienaufenthaltes in Mattsee von Juni bis September 1902 stellte der Verfasser hier eine längere Reihe luftelektrischer Messungen an, deren Resultate um so bemerkenswerter sind, als sich der in etwa 500 m Seehöhe liegende Beobachtungsort wegen der grossen Reinheit der Luft sehr gut zu luftelektrischen Untersuchungen eignet. Hauptsächlich wurden Zerstreuungsmessungen gemacht, und zwar an 70 Tagen je 4 Messungen, dann aber auch solche des Potentialgefälles. Damit verbunden waren möglichst regelmässige meteorologische Beobachtungen über Luftdruck, Temperatur, Feuchtigkeit, Bewölkung, Wind, Gewitter, Hagel, Regenböen u. dgl., sowie vor allem auch über Durchsichtigkeit der Luft nach Schätzungen der Sichtbarkeit verschieden entfernter Objekte.

Zu den Messungen der Zerstreuung bediente man sich eines Apparats nach Elster und Geitel, ohne Anwendung des Schutzcylinders. Da in einem Gartenhäuschen beobachtet wurde, dessen Cementbedachung wohl genügenden Schutz gegen Influenz des Erdfeldes bot, so gewann man durch das Weglassen des Schutzdaches den Vorteil sehr viel kürzerer Beobachtungszeiten. Es genügte denn auch völlig, wenn man nur 5 Minuten exponierte. Freilich sind diese ohne Schutzdach gewonnenen Resultate nicht sofort mit solchen anderer Beobachter zu vergleichen, aber da es sich in erster Linie nur um relative Messungen zur Ermittelung des täglichen Ganges der Zerstreuung und des Einflusses der verschiedenen meteorologischen Elemente auf dieselbe handelte, so kam auch dieser Umstand wenig in Betracht. Zudem wurde noch ein Reduktionsfaktor auf einen Apparat mit Schutzcylinder abgeleitet und zu ungefähr 3,7 gefunden, durch welche Zahl also die ohne Schutzdach erhaltenen Werte zu dividieren sind. Einen nahezu gleichen Reduktionsfaktor, (3,5 hatte übrigens auch Gockel schon bei seinen luft-

1) Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität. XI. Aus den Sitzungsberichten der Kaiserl. Akademie der Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse, **101**, Abt. IIa, November 1902.



elektrischen Untersuchungen gefunden (Gockel, Luftelektrische Untersuchungen. Freiburg 1902).

Die im nachfolgenden gegebenen Beobachtungswerte sind alle mit Hilfe jenes Reduktionsfaktors reduziert worden. Die Beobachtungszeiten waren i. A. $8^1/_2{}^a$, $0^3/_4{}^p$, 3^p, $7^3/_4{}^p$.

Nach den gesamten Beobachtungen finden sich hiefür im Mittel folgende Werte der Zerstreuung:

Zeit	$a-$	$a+$	$q = \frac{a-}{a+}$
$8^1/_2{}^a$	0,745	0,777	0,959
$0^3/_4{}^p$	0,831	0,849	0,979
3^p	0,867	0,851	1,019
$7^3/_4{}^p$	0,696	0,682	1,021

Darin bedeutet a die in Prozenten der anfänglichen Ladung ausgedrückte Zerstreuung pro 1 Minute für negative und positive Ladungen, und q den Quotienten $\frac{a-}{a+}$, d. h. ein Mass der Unipolarität der gemessenen Zerstreuungen.

Aus den Zahlen ergiebt sich ein deutlicher täglicher Gang mit einem Maximum in den ersten Nachmittagsstunden und kleinen Werten am Morgen und Abend. Der Quotient q steigt beständig an, er ist vormittags kleiner, nachmittags grösser als 1; das bedeutet also, dass am Vormittage die negativen, am Nachmittage die positiven Ionen überwiegen, doch ist das Verhältnis nahezu 1.

Untersucht man den Einfluss der verschiedenen meteorologischen Faktoren auf die Zerstreuungswerte, so folgt zunächst bezüglich der Bewölkung, dass der tägliche Gang der luftelektrischen Zerstreuung sowohl wie des Quotienten q an klaren Tagen derselbe bleibt wie in den obigen Gesamtmitteln, nur ist er ein wenig stärker ausgeprägt. Bei Tagen mit besonders guter Fernsicht ergiebt sich für die Zerstreuung dasselbe, doch sind die absoluten Werte durchweg grösser. Im Quotienten q tritt hier jedoch eine doppelte Periode ein, mit einem Minimum gegen Mittag und Abend und einem Maximum am Morgen und Nachmittag. Eine solche doppelte Periode war nach Mitteilungen von Ebert auch schon von Lutz am Starnberger See festgestellt, und zwar für klare Tage. Es zeigt sich nun aber durch die Schweidlerschen Untersuchungen, dass ihre Ursache nicht so sehr in der geringen Bewölkung als in der guten Durchsicht der Luft liegt. — Bei extrem feuchten Tagen traten merkwürdigerweise übernormale Werte der Zerstreuung auf; bei besonders trockenen blieben die letzteren unter den durchschnittlichen. Die hohen Werte sind jedoch wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass die feuchten Tage häufig auch Gewittertage sind, an denen sich, besonders vor und während des Gewitters, ganz aussergewöhnlich hohe Zerstreuungen zeigen. Dieselben erreichten in einigen Fällen die Höhe von $a = 1,9$ Proz. bis 2,9 Proz., dabei traten starke polare Verschiedenheiten auf, und zwar grössere Zerstreuungen der positiven als der negativen Elektrizität. Für die auch schon in Kremsmünster beobachtete Erscheinung, dass zuweilen an besonders schönen Tagen um Sonnenaufgang und -Untergang sehr niedrige Werte der Zerstreuung auftraten, fand sich an einigen Tage eine Bestätigung, wenn auch nur in geringem Masse.

Von einem jährlichen Gange ist in der verhältnismässig kurzen Beobachtungsreihe natürlich noch nichts Bestimmtes zu erkennen.

Bezüglich der extremen Werte ist zu bemerken, dass die Maxima der Zerstreuung ausser bei Gewittern auch bei heftigen Regengüssen von böigem Charakter, sowie an einigen schönen Tagen mit besonders grosser Fernsicht, hier vielleicht im Zusammenhange mit Föhnwind in den Alpen eintraten. Ein deutlicher Zusammenhang der Minima mit bestimmten meteorologischen Elementen wurde nicht gefunden; auffallenderweise traten sie häufiger bei guter Fernsicht der Luft ein.

Auch über die von Ebert erwähnte Thatsache, dass an den Ufern von Binnenseen sehr hohe Zerstreuungen für negative Ladungen beobachtet werden, wurden einige Versuche angestellt, die jedoch keine Bestätigung ergaben.

Dass der aus den Beobachtungen in Mattsee folgende tägliche Gang der luftelektrischen Zerstreuung mit der Sonnenstrahlung im Zusammenhange steht, erscheint dem Verfasser fraglos, doch wagt er nicht zu entscheiden, ob dieser Zusammenhang ein unmittelbarer oder mittelbarer ist, d. h. „ob er auf eine Ionenbildung durch Strahlung oder auf den Wechsel auf- und absteigender Luftströme und auf das Hervorquellen der nach Elster und Geitel besonders ionenreichen Bodenluft" zurückzuführen ist. Einen genaueren Einblick in die jedenfalls verwickelten Verhältnisse wird man wohl erst erhalten, wenn man von beiden Faktoren, die bei der Neutralisation der Ladungen der Zerstreuungskörper mitwirken, d. h. sowohl von der Zahl der Ionen wie von ihrer Beweglichkeit getrennte Messungsreihen zur Verfügung hat.

Die Beobachtungen des Potentialgefälles wurden mit den Exnerschen transportablen Apparaten vorgenommen. Sie ergaben gar keinen deutlichen täglichen Gang, zeigten höchstens ein Minimum zwischen 6 und 9 Uhr vormittags. Man findet hier also das Umgekehrte wie Pocchettino in Nord-Italien: Einen deutlichen täglichen Gang für die Zerstreuung, keinen für das Potentialgefälle, während Pocchettino wohl eine tägliche Periode für das Potentialgefälle, nicht aber eine solche für die Zerstreuung fand.

Über die Beziehungen zwischen Zerstreuung und Potentialgefälle ist nur zu bemerken, dass sich i. A. an Tagen mit kleinem Potentialgefälle ziemlich hohe Zerstreuungen ergeben, und umgekehrt. — G. Lüdeling.

(Eingegangen 23. März 1903.)

BESPRECHUNGEN.

A. B. Chauveau, Recherches sur l'électricité atmosphérique. Prémier memoire: Introduction historique et bibliographique à l'étude de l'électricité atmosphérique. 70 P.; Second mémoire: Étude de la variation diurne de l'électricité atmosphérique. 120 P. XIII Pl. Paris, Gauthier-Villars, 1902.

Das aus zwei Bänden bestehende umfangreiche Werk bietet eine Zusammenfassung der schönen Beobachtungen, die der Verfasser auf dem Gebiete der Luftelektrizität in den Jahren 1891—99 angestellt hat. Der erste Band bildet gewissermassen eine Einführung in die eigentlichen Untersuchungen, die in Band II niedergelegt sind, indem er eine sorgfältige Übersicht sowohl über die allgemeinen Eigenschaften des luftelektrischen Feldes wie auch über die historische Entwickelung der luftelektrischen Forschungen von d'Alibard (1752) ab bis auf den heutigen Tag giebt. Von den vorhandenen, sehr zahlreichen Hypothesen über den Ursprung der atmosphärischen Elektrizität werden nur die wichtigsten eingehender behandelt, unter ihnen ganz besonders diejenige von Peltier, deren Grundlagen später Exner übernahm zum Aufbau seiner Theorie. Verf. ist der Ansicht, dass die grosse Rolle, die Peltier in der luftelektrischen Forschung gespielt hat, bislang nicht genügend hervorgehoben wurde; er ist daher bestrebt, sie in seiner Abhandlung in das rechte Licht zu rücken. Im übrigen vermeidet Verf. es, sich für die eine oder andere der bisher aufgestellten Theorien zu entscheiden oder selbst eine neue zu bringen. Nach seiner Ansicht wird bei der Zusammensetzung des luftelektrischen Feldes sicherlich eine ganze Reihe von Ursachen mitwirken, als welche u. a. wahrscheinlich in Betracht kommen: die teilweise Zerstreuung der negativen Elektrizität der Erdoberfläche in die Atmosphäre, die Elektrisierung der Eisnadeln in den Cirruswolken, die Elektrisierung der Luft durch die unaufhörliche Bewegung der Meereswellen, vielleicht auch die unipolare Induktion der Erde. Die Grundlagen der neuerdings viel genannten und nach Ansicht des Ref. doch wohl auch recht verheissungsvollen „Ionentheorie" von Elster und Geitel hält Verf. noch nicht für hinreichend klar und sicher.

Am Schlusse des ersten Bandes findet sich ein sehr wertvoller „Index bibliographique" der luftelektrischen Wissenschaft, von 1750—1900, der besonders vollständig für die Zeit von 1880—1900 ist und die hier erschienenen luftelektrischen Arbeiten wohl lückenlos aufführt.

In Band II versucht Verf., ein neues Gesetz des täglichen Ganges der atmosphärischen Elektrizität aufzustellen, auf Grund seiner eigenen mehrjährigen Beobachtungen und solcher von anderen Forschern und aus früheren Jahren. Er nennt es das „wahre" Gesetz, weil es die tägliche Periode in solcher Weise darstellt, wie sie unter ganz ungestörten Verhältnissen zu existieren scheint.

Noch bis vor einigen Jahren kannte man hauptsächlich nur die doppelte tägliche Periode der Luftelektrizität, die eine auffallende Analogie mit dem täglichen Gange des Luftdrucks zeigte. Verf. glaubt nun, nachweisen zu können, dass das Auftreten einer doppelten Welle nur eineFolge gestörterVerhältnisse ist, dass hingegen der wahre, ungestörte tägliche Gang nur aus einer einfachen Periode besteht, die ihr Maximum am Tage und ein deutlich ausgeprägtes Minimum zu einer bemerkenswert konstanten Zeit um 4 Uhr morgens hat. Die störenden Ursachen liegen nach Chauveau in der Nähe des Erdbodens und der Umgebung der aufgestellten Apparate; sie treten um so stärker auf, je höher die mittlere Tagestemperatur des Beobachtungsortes ist. Seine eigenen Beobachtungen stellte Verf. in Paris an, im Bureau Central météorologique, ungefähr 10 m über der Erdoberfläche, und auf dem Eiffelturm, in 285 m Höhe. An letzterer Station konnte nur während der schönen Jahreszeit, von Mai bis Oktober, beobachtet werden, da die regelmässige tägliche Besteigung des Eiffelturmes zur Bedienung der Apparate im Winter mit allzu grossen Schwierigkeiten verknüpft war.

Hinsichtlich aller Einzelheiten über Registrierapparate, Kollektoren, Isolation, Elektrometer, Ladesäule u. s. w. muss auf die Originalabhandlung verwiesen werden, wo sich im ersten Teil des zweiten Bandes eine ausführliche Beschreibung der Instrumente und Beobachtungsmethoden findet. Es werden dort viele praktische Winke für Installation luftelektrischer Registrierapparate gegeben, die für alle diejenigen von ganz besonderem Interesse sein werden, die ähnliche Einrichtungen bereits getroffen haben oder noch zu treffen gedenken. Hier möge die

Bemerkung genügen, dass Chauveau ein entschiedener Gegner der jetzt vielfach angewandten Registrierung in Intervallen von meist 10 Minuten ist, der er fast jeden Wert abspricht. Er gebrauchte daher auch die kontinuierliche, photographische Registrierung, und zwar eines Thomsonschen Quadranten-Elektrometers der Mascartschen Art, das im Bureau Central eine Empfindlichkeit von 1 mm = 5 Volt besass. Diese Empfindlichkeit entsprach den dort herrschenden Durchschnittsverhältnissen des elektrischen Feldes ganz gut. Damit aber auch Störungen registriert werden konnten, wurde daneben noch ein zweites Instrument aufgestellt, dessen Empfindlichkeit auf etwa $^1/_4$ der obigen, auf ca. 19 Volt gebracht war, durch Wahl einer wesentlich schwereren Nadel (10 g gegen 1 g) und einer grossen Fadendistanz (6 mm) der Bifilaraufhängung. Man war dadurch in die Lage versetzt, noch Werte bis zu 2500 Volt zu registrieren. Nun betrugen aber die normalen Werte auf dem Eiffelturm bei 1,70 m Entfernung der Abflussstelle des Kollektors vom Turme schon gegen 4000 Volt, und das Maximum überstieg 5000 Volt. Die Schwierigkeit, derartig hohe Potentiale zu registrieren, überwand Chauveau dadurch, dass er zwischen Elektrizitätsquelle und Elektrometer eine Kaskade von kleinen, gut isolierten Kondensatoren einschaltete, derart, dass die erste Belegung mit Kollektor, die letzte mit der Erde und die vorletzte mit dem Elektrometer verbunden war. Je nach der Zahl der eingeschalteten Elemente konnte man so der Nadel jeden beliebigen Teil der ursprünglichen Ladung zuführen. Durch besondere Versuche wurde festgestellt, dass die auf solche Weise mit Kaskaden-Kondensatoren erhaltenen Werte mit denjenigen von freien Elektrometern völlig übereinstimmten.

Die von ihm selbst gewonnenen Beobachtungen sowie solche der Stationen Kew, Greenwich, Moncalieri, Florenz, Lissabon, Perpignan, Lyon, Paris (Collège de France, Parc St. Maur) Batavia, Sodankylä, Cap Thordsen benutzt Chauveau nun zu einer Studie über den täglichen Gang der Luftelektrizität, die den zweiten Teil des zweiten Bandes bildet. Die Aufstellung der Apparate an den fremden Stationen befand sich in ziemlich derselben Höhe über dem Erdboden wie im Bureau Central, ihre Angaben sind daher mit den hier gefundenen wohl zu vergleichen. Und sie bestätigen in der That im grossen und ganzen, was Chauveau durch seine eigenen Registrierungen glaubte gefunden zu haben: der tägliche Gang im Winter ist verschieden von dem im Sommer; im Herbst und Frühjahr finden sich regelmässige Übergänge von einem zum andern Typus. Der Wintertypus nähert sich einer einfachen Periode, durch eine Abnahme des Minimums am Tage. Der Sommer zeigt eine doppelte Periode durch das Wachsen des Tagesminimums über das Minimum der Nacht. Unter ganz besonderen Umständen, d. h. bei aussergewöhnlich ungünstiger Aufstellung des Kollektors kann das Nachtminimum sogar ganz verschwinden, die Periode wird dann wieder eine einfache, aber im umgekehrten Sinne des Wintertypus, indem das Minimum auf die Tages-, das Maximum auf die Nachtstunden fällt. Vergleicht man die beiden polaren Stationen Sodankylä und Cap Thordsen mit der äquatorialen in Batavia, so findet man dort den ausgesprochenen Wintercharakter, die einfache Welle, hier den Sommercharakter, die doppelte Periode — ein Beweis, dass der tägliche Gang der Luftelektrizität in der Nähe der Erdoberfläche verschieden ist je nach der mittleren Temperatur des Ortes. Winter- und Sommertypus unterscheiden sich um so stärker, je mehr der Kollektor dem Einfluss des Bodens und der Umgebung unterworfen ist. Mit zunehmender Temperatur bildet sich das Tagesminimum aus, das in so auffallendem Masse im Sommertypus vorhanden ist, dagegen in den polaren Gegenden fast ganz fehlt. Es scheint also in der That nichts anderes zu sein, als eine Störung, die durch die Nähe des Bodens und der Umgebung hervorgerufen ist und die mit zunehmender Temperatur wächst. Das wird auch durch Chauveaus gleichzeitige Beobachtungen im Bureau Central und auf dem Eiffelturm bestätigt. Wie aus der der Originalabhandlung beigefügten graphischen Darstellung ersichtlich ist, zeigen die täglichen Gänge an den genannten beiden Stationen im Sommer von $7^1/_2$ vorm. bis $4^1/_2$ nachm. einen vollkommen entgegengesetzten Verlauf. Dort, im Bureau Central, die bekannte doppelte Periode, hier, auf dem Eiffelturme, ein fast kontinuierliches Ansteigen der Kurve vom Morgenminimum an bis gegen $6^1/_2$ nachm., sodass die Periode ganz offenbar einer einfachen zustrebt. In den Herbstmonaten erscheint diese einfache Periode auf dem Eiffelturme schon sehr viel ausgeprägter, und sie würde sich im Winter höchstwahrscheinlich als eine völlig reine gezeigt haben, wenn man von dieser Jahreszeit Beobachtungen hätte erhalten hönnen.

Die durch den Vergleich der beiden innerhalb einer Grossstadt gelegenen Stationen „Bureau Central" — „Eiffelturm" sich ergebenden Schlussfolgerungen wurden nun noch dadurch einer weiteren Prüfung unterzogen, dass Verf. während drei Sommermonaten Beobachtungen auf einem 20 m hohen Pfeiler des Observatoriums des Herrn Teisserenc de Bort in Trappes anstellte, also auf möglichst freiem Felde, unter sehr viel günstigeren Installations-

Verhältnissen als in der Grossstadt. Aber auch hier fand sich eine Bestätigung des Obigen: Eine charakteristische Abnahme des Tagesminimums, und damit die Annäherung der täglichen Periode an den Wintertypus.

Chauveau glaubt danach, die Ergebnisse dahin zusamenfassen zu können:

1. Der allgemeine Charakter des täglichen Ganges der Luftelektrizität, wie er sich in der Nähe des Erdbodens zeigt, ist im Winter und Sommer nicht derselbe. Dies wird bestätigt durch Beobachtungen aus polaren und äquatorialen Gegenden;

2. der Charakter des täglichen Ganges kann an einem Orte verschieden sein, je nach der Lage des erforschten Punktes in Bezug auf Erdboden und Umgebung;

3. das „wahre" Gesetz des täglichen Ganges wird dargestellt durch eine einfache Periode, mit einem noch mangelhaft bestimmten Maximum am Tage und einem bemerkenswert konstanten Minimum gegen 4 Uhr morgens.

Auf manche Einzelheiten des inhaltreichen Werkes, die jedoch auch grosses Interesse beanspruchen dürfen, wie z. B. die gleichzeitigen Beobachtungen an drei verschiedenen Stellen im Bureau Central, das Wechseln des Vorzeichens des Feldes mit der Höhe, das Vorkommen negativen Potentialgefälles bei heiterem Himmel, die Untersuchungen über Eigenelektrizität der Luft kann hier nur noch hingewiesen werden, ebenso auf die im Schlusskapitel vorgenommene harmonische Analyse der täglichen Periode nach den Beobachtungen im Bureau Central météorologique und auf dem Eiffelturme.

G. Lüdeling.

(Eingegangen 1. Februar 1903.)

Karl Hofmann, Die radioaktiven Stoffe nach dem gegenwärtigen Stande der wissenschaftlichen Erkenntnis. 54 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1903. M. 1.60.

Bei der Unmöglichkeit, die rasch anschwellende Litteratur über Radioaktivität und Verwandtes dauernd zu verfolgen, ist das Erscheinen zusammenfassender Übersichten, die den momentanen Stand der Erkenntnis auf diesem Gebiete darstellen, mit Freude zu begrüssen.

Verfasser hat in seiner Broschüre, seiner eigenen Arbeitsrichtung entsprechend, namentlich die chemische Seite des Gebietes behandelt, also in erster Linie die Eigenschafter strahlenden Körper, nur sehr kurz dagege emittierte Strahlung selbst behandelt. Von verschiedenen in Betracht kommenden St lungsquellen werden behandelt: das Poloniu Radium, Radioblei, aktives Thorium, induzie Aktivität, aktive Luft.

Wer sich in das schon jetzt sehr unüb sichtlich gewordene Gebiet der Radioaktivi einarbeiten will, dem sei die leicht fassli geschriebene Arbeit zur ersten Einführu bestens empfohlen.

W. Kaufmann.

(Eingegangen 8. Februar 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, d Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst ba Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der a. o. Professor für Physik und ph sikalische Chemie, erster Assistent am physikalischen Institu Dr. Mathias Cantor-Strassburg, zum a. o. Professor fi Physik, insbesondere theoretische Physik, an der Universit Würzburg, der Privatdozent für technische Chemie in der Al teilung für Bergbau und Hüttenkunde, für Chemie und Elektr chemie der Technischen Hochschule Aachen, Dr. Oskar Ra zum etatsmässigen Professor desselben Faches, der Priva dozent der Astronomie Dr. Anding-München zum a. o. Pro fessor, Dr. Antonio Garbasso, Privatdocent an der Unive sität Turin, zum Professor für Physik und Direktor des Physi kalischen Institutes der Universität Genua.

Es habilitierten sich an der Universität Göttingen Dr Borsche für Chemie, an der Universität Münster i. W. Dr A. Bömer für angewandte Chemie, an der Technischen Hoch schule in Darmstadt Dr. W. Schlink für Mechanik, an de Universität Leipzig Dr. Erich Marx und Dr. A. Dahms für Physik, an der Universität Heidelberg der Assistent am che mischen Laboratorium, Dr. phil. August Darapsky für Chemie.

An der Berliner Technischen Hochschule ist die Lehr stelle für „Projektierung elektrischer Anlagen" dem Professor Dr. Klingenberg dauernd übertragen worden.

Dem leitenden Chemiker an der Chininfabrik Buchler & Co.-Braunschweig, Dr. phil. Friedrich Oskar Giesel, ist der Professortitel verliehen worden.

Die anlässlich des 70. Geburtstages A. v. Hofmanns 1888 gestiftete, zur Verleihung an Ausländer bestimmte, goldene Hofmann-Medaille wurde an dem diesjährigen Todestage Hofmanns, am 5. Mai, erstmalig von der Deutschen Chemischen Gesellschaft verliehen und zwar an Henri Moissan-Paris und William Ramsay-London. Die Kometen-Medaille der Astronomischen Gesellschaft des Pacific in San Francisco ist für dies Jahr dem Astronomen Michel Giacobini-Nizza zugesprochen worden für seine Entdeckungen unerwarteter Kometen am 2. Dezember 1902 und am 15. Januar 1903.

Der etatsmässige Professor für analytische Mechanik und mathematische Physik an der Technischen Hochschule zu Berlin Geh. Regierungsrat Professor Dr. Julius Weingarten ist in den Ruhestand getreten.

Gestorben der Professor der Astronomie an der Universität Bonn Dr. Friedrich Deichmüller im 48. Lebensjahre, am 28. April 1903 im 64. Lebensjahre der Professor der mathematischen Physik an der Yale Universität zu New Haven J. Willard Gibbs.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. Juni 1903. Redaktionsschluss für No. 19 am 24. Juni 1903. 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Methode zur Bestimmung der inneren Reibung fester Körper.

Von M. Segel.

Um die innere Reibung fester Körper zahlenmässig ausdrücken zu können, wird es zweckmässig sein, einen möglichst einfachen Fall zu realisieren, wo die gegenseitige Verschiebung der Schichten des Materials einen von vornherein angebbaren Charakter hat und die Übertragung der Bewegung von einer Schicht zur benachbarten im grossen und ganzen nur durch Kräfte der inneren Reibung geschieht; ein solcher Fall wäre folgender: der auf die Zähigkeit zu untersuchende Körper habe die Form eines ringförmigen Kreiscylinders, welcher zwischen einem axialen massiven Kern von innen und einer koaxialen Röhre von aussen (beides aus viel festerem Material) fest eingeschlossen ist; nehmen wir an, die Konstante der äusseren Reibung sei unendlich gross, dass also der zu untersuchende Körper an dem Kern und an der Röhre vollkommen haftet; die Achse des ganzen Systems sei vertikal gestellt, die äussere Röhre festgehalten und der Kern von unten mit einem Gewicht belastet; ist die Elastizitätsgrenze überschritten und fängt das Material an zu fliessen, so wird dessen Bewegung aus Symmetriegründen in koaxialen Schichten parallel zur Achse geschehen, wenn man allerdings von Störungen absieht, die vielleicht in den äussersten oberen und äussersten unteren Teilen des fliessenden Ringcylinders auftreten können, und deren Einfluss, wenn man die Höhe des Cylinders nicht allzu klein wählt, nur von untergeordneter Bedeutung sein kann.

Nennen wir die Höhe des ringförmigen Cylinders H, seinen inneren Radius r, seinen äusseren R, die Dichte des fliessenden Materials δ, die Geschwindigkeit einer Schicht vom Radius ϱ—w, die Summe des belastenden Gewichtes und des Kernes P, die Konstante der inneren Reibung η und drücken wir aus, dass die volle in der inneren Oberfläche einer konzentrischen Schicht angreifende Reibungskraft gleich ist dem Gewichte des innerhalb dieser Schicht befindlichen Teiles des ganzen Systems, so haben wir

$$-2\pi\varrho H\eta\frac{\partial w}{\partial\varrho}=P+\pi(\varrho^2-r^2)H\delta g.$$

Indem wir berücksichtigen, dass für $\varrho=R$ $w=0$ ist, erhalten wir für die Geschwindigkeit w_1 des Kernes ($\varrho=r$, $w=w_1$):

$$2\pi H\eta w_1=(P-\pi r^2H\delta g)\log\frac{R}{r}+\frac{\pi H\delta g}{2}(R^2-r^2).$$

Bei der wirklichen Ausführung der Experimente wird es wohl in den meisten Fällen vollständig genügen, mit

$$2\pi H\eta w_1=P\log\frac{R}{r}$$

zu rechnen, woraus sich für die Konstante der inneren Reibung der Wert

$$\eta=\frac{P}{2\pi Hw_1}\log\frac{R}{r}$$

ergiebt.

Der betrachtete Fall bildet gewissermassen ein Gegenstück zur Poiseuilleschen Formel für die Reibungskonstanten der Flüssigkeiten, indem das logarithmische Glied, dessen willkürlicher Integrationsfaktor in Poiseuilles Fall gleich Null gesetzt werden muss, damit man in der Achse der Röhre endliche Geschwindigkeit erhält[1]), hier gerade in den Vordergrund

1) Siehe z. B. Horace Lamb, A treatise on the mathematical theory of the motion of fluids. 1879, S. 223.

tritt. Die experimentelle Schwierigkeit wird in der Herstellung möglichst vollkommener Haftung des Materials an den Wänden bestehen, obwohl es eigentlich garnicht ausgeschlossen ist, dass man die relativen Geschwindigkeiten einiger Zwischenschichten unmittelbar misst.

Es könnte wohl aus theoretischen Gründen bedenklich erscheinen, die vorausgesetzte kontinuierliche Verteilung der Geschwindigkeiten anzunehmen, denn es wäre wohl möglich, dass, nachdem die Elastizitätsgrenze überschritten ist, das Fliessen nur lokal in den elastisch am grössten beanspruchten Teilen des Materials vor sich geht; vorläufige direkte Versuche zeigten aber, dass, wenigstens bei nicht allzu grossem $R—r$, die ganze Masse des Materials sich an dem Fliessen beteiligt; im Meridianschnitt zeigt die Ausflussoberfläche (auch die Einflussoberfläche), soweit es sich vorläufig schätzen lässt, grosse Ähnlichkeit mit der geforderten logarithmischen Gestalt. Zwei vorläufige messende Versuche, die ich mit Siegellack mit absichtlich verschieden gewählten Dimensionen bei gleicher Temperatur (19,2 c) anstellte, ergaben die Werte $\eta = 9{,}5 \cdot 10^{10}$ und $\eta = 11{,}5 \cdot 10^{10}$ (c-g-s), deren Divergenz sich teilweise vielleicht durch die nicht vollkommene Identität des Materials, teilweise vielleicht dadurch erklärt, dass ich auf die Grösse des η unvorbereitet nur ziemlich grob messen konnte. Da die vorläufige Erfahrung mit den angestellten Betrachtungen in keinem Widerspruch steht, bin ich jetzt damit beschäftigt, die angegebene Methode an gut definierten Körpern zu studieren; um die Messungen der Geschwindigkeiten schnell vornehmen und dasselbe Objekt zu mehreren Bestimmungen gebrauchen zu können, eignet sich hier sehr gut die Methode der Interferenzstreifen, da die Parallelführung der die dünne Luftschicht begrenzenden Ebenen vollständig genügend gesichert ist.

Es ist nicht schwer, sich zu überzeugen, dass der Wert des w mit den hydrodynamischen Gleichungen vollkommen stimmt, denn setzt man den Wert $w = f(\varrho)$ (ohne Kürzungen) in die für diesen Fall zu erfüllende Gleichung

$$\delta \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} - \eta \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial w}{\partial \varrho} \right) - \delta g = 0$$ [1]),

so erhält man, wie es in diesem Falle sein soll, $\frac{dp}{dz}$ gleich einer Konstanten, nämlich $\frac{dp}{dz} = 0$, wodurch sich die stattfindende Bewegung als ausschliesslich durch die Kräfte der inneren Reibung verursacht erweist.

Um bei den Versuchen die innere Reibung von der elastischen Nachwirkung möglichst zu sondern, wird es wohl zweckmässig sein, die Flussstrecken, obwohl (im Verhältnis zu H) klein, doch immer so gross zu wählen, dass die bei der Belastung stattgefundene Bewegung nach der Entlastung in ihrem möglichst grossen Teile sicher nicht rückgängig sei.

Riga, Physikalisches Laboratorium des Polytechnischen Instituts.

(Eingegangen 11. Mai 1903.)

1) Siehe z. B. Handbuch der Physik, hrsg. v. A. Winkelmann, 1. Aufl., Bd. 1, Seite 583, Zeile 13 v. o. in Cylinderkoordinaten, mit Hinzufügung des von der Schwere abhängenden Gliedes.

Über Quarz als Reflexionsnormale.

Von J. Koenigsberger.

Absolute Reflexionsbestimmungen sind recht schwierig und in hohem Grade systematischen Fehlern unterworfen. Deshalb werden vielfach, wenn das Reflexionsvermögen einer grösseren Zahl von Substanzen gemessen werden soll, relative Bestimmungen vorgenommen, und diese dann durch Messung der absoluten Grösse der Reflexion bei einer der untersuchten Substanzen auf absolute Werte zurückgeführt. Ganz besonders gilt das für die Spektralbezirke jenseits des Grünblau, in denen absolute Messungen der Reflexion, selbst bei grösster Sorgfalt, nicht mit der Genauigkeit der relativen ausgeführt werden können. Aus diesen Gründen wäre es sehr erwünscht, irgend eine gut definierte, leicht und vollkommen polierbare Substanz zu haben, deren Reflexionsvermögen auf mindestens 0,5 Proz. sicher bekannt, stets in gleicher Grösse herstellbar ist und unverändert bleibt. Die metallischen Elemente sind hierfür wenig geeignet, da sie teils zu leicht chemisch angreifbar und mechanisch verletzbar sind, und da ferner die reinen Elemente kaum vollkommen poliert werden können. Die Spiegelmetalle sind, wie mir Versuche zeigten, wahrscheinlich nicht genau reproduzierbar. Für einen von der Firma Fuess bezogenen Spiegel aus Brandes-Schünemannscher Legierung erhielt ich z. B. um 10 Proz. andere Werte als Hagen und Rubens. Die Legierungen haben ausserdem infolge ihrer Zusammensetzung aus mehreren Elementen den grossen Nachteil unregelmässig verlaufender Reflexionskurven, so dass die Reflexion für eine Wellenlänge durch Intra- oder Extrapolation nicht sicher erhalten werden kann.

Am geeignetsten wären gut definierte durchsichtige Substanzen, deren Reflexionsvermögen nur vom Brechungsindex abhängt und daher für alle Wellenlängen, für welche dieser bekannt ist, berechnet werden kann. Gegen die Verwendung solcher Substanzen lassen sich nur zwei Einwände erheben. Erstens ist ihr Reflexionsvermögen klein. Jedoch beeinträchtigt das bei einem guten Polarisationsphotometer mit Teilkreis und Nonius, der Minuten angiebt, die Genauigkeit der relativen Messung durch-

aus nicht, wenn die Intensitätsunterschiede nicht mehr als das 6—7fache betragen.[1])

Die meisten Substanzen, wenn man von Gold und Silber absieht, haben aber ein Reflexionsvermögen, das kleiner als 0,65 ist, und eine Platte aus einer durchsichtigen Substanz vom Brechungsindex 1,5 reflektiert 0,09 der auffallenden Intensität.

Der zweite Einwand leitet sich aus den Versuchen von Lord Rayleigh her, der durch eingehende Messungen mit dem Sektorenphotometer festgestellt hat, dass die Gesamtintensität des am Glas reflektierten Lichtes nicht mit der theoretisch aus den Formeln von Fresnel und Neumann berechneten übereinstimmt. Frisch polierte Flächen zeigen eine um 1—2 Proz., ältere Flächen bis zu 30 Proz. kleinere Reflexion. Da diese Differenzen mit der Zeit langsam zunehmen und demnach wahrscheinlich chemischen Veränderungen der Oberfläche des Glases zuzuschreiben sind, lag es nahe, als Reflexionsnormale eine durch die gewöhnlichen Agentien nicht angreifbare Platte zu untersuchen. Als solche empfiehlt sich in erster Linie eine Quarzplatte ⊥ zur Achse, die auch den Vorzug hat wegen ihrer absoluten Durchlässigkeit von $\lambda = 3{,}0\ \mu$ bis $\lambda = 0{,}2\ \mu$ verwandt werden zu können und deren Brechungsindices genau bekannt sind.

Mit der in dieser Ztsch. (**4**, 345, 1903) beschriebenen Anordnung wurde die Reflexion an einer 1 mm dicken, ein Jahr alten Quarzplatte, die auf einem sorgfältig berussten Bleche befestigt war, gemessen und, um systematische Fehler möglichst zu eliminieren, mehrfach die ganze Aufstellung erneuert. Die Gesamtreflexion R war für $\lambda = 600\ \mu\mu$ z. B. bei einer Aufstellung als Mittel aus 20 Messungen = 0,0846, bei einer anderen 0,0840 (mittlerer Fehler der einzelnen Beobachtung ±0,0002). Aus verschiedenen Gründen scheint mir 0,842 der richtige Wert zu sein. Nach der Formel $R = \frac{2r}{1+r}$ ist die Reflexion r an einer Fläche demnach = 0,0441 für $A = 600\ \mu\mu$. Für $\lambda = 650\ \mu\mu$ ergab sich analog $r = 0{,}0438$. Rechnet man aus dem Brechungsindex für den ordentlichen Strahl $n_{\lambda = 600\,\mu\mu} = 1{,}5438$ nach der Formel $r = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, so erhält man $r = 0{,}0456$ und $R = 0{,}0872$ und für $n_{\lambda = 650\,\mu\mu} = 1{,}5419$, $r = 0{,}0454$. Die Differenz zwischen berechnetem und beobachtetem Wert ist in beiden Fällen nahezu 3,3 Proz. und blieb dieselbe, auch nachdem die Platte sehr sorgfältig gereinigt, abgerieben und durch die Flamme eines Bunsenbrenners gezogen wurde. Diese Differenz könnte durch Oberflächenschichten erklärt werden, denn Jamin[1]) fand, dass Quarz einen etwas kleineren als den theoretisch berechneten Polarisationswinkel und einen messbaren Elliptizitätskoeffizient besitzt. Berechnet man aus den Daten Jamins den Brechungsexponenten und daraus die Reflexion, so erhält man für r bei $\lambda = 650\ \mu\mu$: 0,436, also fast genau den gefundenen Wert. Aber bei der Untersuchung der Quarzplatte in sehr schräg einfallendem reflektierten Lichte unter dem Mikroskop zeigte sich, dass die Politur unvollkommen war und von dem voraus gegangenen Schleifen noch viele kleine Vertiefungen zurückgeblieben waren, welche das Licht diffus zerstreuen mussten.

Deshalb liess ich mir eine vollkommen auspolierte Platte von der optischen Werkstätte R. Fuess herstellen; diese zeigte unter dem Mikroskop nur sehr wenige Vertiefungen.

Vergleichende relative Reflexionsmessungen zeigten, dass die neue Platte eine um 3,2 Proz. grösseres Reflexionsvermögen[2]) hat als die alte; also $R = 0{,}0873$ für $\lambda = 600\ \mu\mu$. Direkte absolute Messungen ergaben im Mittel 0,0879. Das Mittel aller Bestimmung war $R = 0{,}0875$ und $r = 0{,}0458$, für $\lambda = 600\ \mu\mu$; es ist also um 0,3—0,4 Proz. grösser als der theoretisch berechnete Wert. Indes dürfte dieser nicht sehr grosse Unterschied wohl einem systematischen Fehler der photometrischen Messungen zuzuschreiben sein. Jedenfalls kann man für das Reflexionsvermögen einer gut auspolierten Quarzplatte innerhalb eines Spielraumes von 0,3 Proz. den theoretisch berechneten Wert zu Grunde legen. Die von Lord Rayleigh am Glase festgestellten Differenzen sind beim Quarze nicht merklich vorhanden und Quarz kann deshalb als Reflexionsnormale verwandt werden.

1) Mit der von mir beschriebenen Modifikation des Wildschen Photometers ist der mittlere Fehler einer Bestimmung des Intensitätsverhältnisses 1 : 6 nicht grösser als 0,2—0,3 Proz. seines Betrages für mittlere Wellenlängen, also gerade so gross wie bei dem Intensitätsverhältnis 1 : 1.

1) Handbuch d. Physik, hrsg. v. Winkelmann, Optik **5**, 769. Breslau 1894.

2) Das Reflexionsvermögen hat sich nach 1½ Monaten noch nicht merklich geändert; auch Abwischen und Benetzen mit Wasser bewirkt, wenn die Platte nachher gut getrocknet wird, keine merklichen Unterschiede in der Reflexion.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 19. Mai 1903.)

Über Absorption und Reflexion bei Metallsulfiden und -oxyden und die Gültigkeit der Maxwellschen Beziehung.

Von J. Koenigsberger.

Die Untersuchungen der Hrn. Hagen und Rubens über die Reflexion[1]) der Metalle bei der Wellenlänge von 12 μ und über deren

1) E. Hagen und H. Rubens, Ber. dt. phys. Ges. **5**, 113, 1903.

Emission[1]) bei 25 μ haben ergeben, dass für grössere Wellenlängen Reflexionsvermögen und elektrisches Leitungsvermögen parallel gehen und zwischen ihnen ein einfacher Zusammennang besteht, der, wie Hr. Planck[2]) gezeigt hat, sich aus der Maxwellschen Beziehung[3]) ableiten lässt, wenn man über die Grösse des Brechungsindex bestimmte Annahmen macht. Um so merkwürdiger ist es, dass die Metallsulfide und -oxyde sich der Maxwellschen Beziehung nicht fügen, und dass diese Substanzen grösstenteils das entgegengesetzte Verhalten zeigen, wie die Metalle es aufweisen.

Im sichtbaren Gebiet hat die Mehrzahl dieser Verbindungen eine 10—10000mal stärkere Absorption als die Formel $n^2\varkappa = \sigma\tau$ ergiebt. Und auch für grössere Wellenlängen bis 40 μ ist die Absorption, wenn auch kleiner, so doch immer noch meist viel stärker, als die Theorie fordert, während alle Überlegungen dazu führen, dass die Absorption kleiner sein müsste als das Gesamtleitvermögen dieser Substanzen.

Die im folgenden gegebenen Versuchsdaten lassen ferner erkennen, dass die untersuchten Metallverbindungen erstens alle selektive Absorption im sichtbaren Gebiet zeigen, die gegen das Ultrarot rasch abnimmt, und zweitens kontinuierliche, mit wachsender Wellenlänge sich wenig ändernde Absorption, die wie erwähnt weit grösser ist, als man erwarten sollte.

Das auch im Ultrarot bei allen Verbindungen vorhandene ziemlich hohe Reflexionsvermögen ist in erster Linie durch grosse Werte des Brechungsindex bedingt.

Methode.

Ein Auerbrenner ohne Zugglas, wie er von Hrn. Rubens als Quelle langer Wärmewellen angegeben wurde, wurde verwendet; denn er hat vor andern intensiveren Lichtquellen, wie Bogenlampe oder Nernstlampe, den Vorzug, dass die Energiekurve nach grösseren Wellenlängen viel weniger steil abfällt[4]) und daher geringe Beimengungen kürzerer Wellenlängen in den verschiedenen Spektralbezirken nicht erheblich stören und, dass ferner seine Intensität fast nicht schwankt. Die Wärmewirkung wurde mit einer Thermosäule nach Rubens in Verbindung mit einem empfindlichen d'Arsonval-Galvanometer gemessen. Zur Feststellung der Gesamtdurchlässigkeit wurde der ganze Ausschlag so gross gemacht, dass $\frac{1}{10\,000}$ der ursprünglichen Intensität noch wahrnehmbar war. Zwischen Auerbrenner und Thermosäule wurde ein grosser Zinkschirm mit Öffnung, hinter diesem vor der absorbierenden Substanz der aufziehbare Schirm angebracht. Da die Durchlässigkeit aller erwähnten Metallverbindungen nur gering ist, mussten die Platten sehr dünn und doch frei von Löchern und Sprüngen sein. Wegen des hohen Reflexionsvermögens war auch gute Politur notwendig. Die nicht unerheblichen Schwierigkeiten bei der Herstellung solcher Präparate, die von optischen Firmen nicht in der gewünschten Weise angefertigt werden konnten, wurden mit dem Wülfingschen Schleifapparate, einer besonderen Vorrichtung und eigens hergestelltem Polierpulver überwunden. Da die Platten bis zu möglichst grossen Wellenlängen untersucht werden sollten, konnten sie auf andere Substanzen nicht aufgekittet werden und die dünnen, meist sehr spröden Schliffe mussten frei auf eine Metallblende übertragen und dort befestigt werden. Deshalb gelang es auch selten, Stücke mit grösserer Oberfläche als 4×4 mm herauszustellen. Um mit diesen kleinen Platten, die geringe Durchlässigkeit besitzen, zu grossen Wellenlängen vorzudringen, werden einzelne Spektralbezirke nach einer Methode ähnlich der von Hrn. Aschkinass [1]) ausgeblendet und da überall, wie die Versuche zeigen, Absorption vorliegt, die mit der Wellenlänge sich wenig ändert, so ist dies Verfahren auch vollkommen ausreichend. Wird der Gesamtausschlag = 100 gesetzt, so gehen durch eine Quarzplatte von 3,74 mm Dicke noch 28,19 Teile, die nach den Untersuchungen der Hrn. Nichols, Merritt und des Verf. den Wellenlängen von 0,4—4 μ entsprechen[2]), der Intensitätsschwerpunkt lag etwa bei 2,6 μ. Wird zu dem Quarz eine Platte aus Biotitglimmer von 0,21 mm Dicke hinzugefügt, so entspricht der noch vorhandene Ausschlag von 16,65 nach den Beobachtungen des Verf.[3]) Wellenlängen zwischen 1,6 und 4,0 μ. Andererseits giebt aber die Differenz zwischen der gesamten und der vom Quarz durchgelassenen Strahlung die von ihm absorbierte zwischen 4 und etwa 40 μ vermehrt um die reflektierte von 0,4—4 μ. Um die Grösse der letzteren zu ermitteln, wurde zu der dicken Quarzplatte[4]) von 3,74 mm noch eine von 0,52 mm Dicke hinzugefügt; die Differenz der Ausschläge in beiden Fällen giebt dann innerhalb der Fehlergrenzen die reflektierte Intensität von 0,4—4 μ; letztere beträgt für die bis einem Winkel von 10° einfallenden Strahlen 9,7 Proz.

1) E. Hagen und H. Rubens, loc. cit. 5, 145, 1903.
2) M. Planck, Sitzb. Berl. Akad. 1, 5. März 1903.
3) Cl. Maxwell, Treatise A. 798.
4) So ist die Energie zwischen 14 und 40 μ bei dem Auerbrenner etwa 1,8 derjenigen zwischen 0,4 und 0,9 bei der Nernstlampe etwa 0,02.

1) E. Aschkinass, Ann. d. Phys. (4). 1, 42, 1900.
2) Vgl. auch Tabelle bei Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Phys. 5, 591, 1901.
3) J. Koenigsberger, Wied. Ann. 61, 698, 1897.
4) Die Quarz- und Flussspatplatten wurden zwischen dem aufziehbaren Schirm und der zu untersuchenden Substanz angebracht.

Zieht man diesen Betrag ab, so entspricht der übrigbleibende Ausschlag von 71,10 dann nur der Strahlung von 4—40 μ.[1])

Ganz analog wurde mit zwei Flussspatplatten von 12,3 und 2,49 mm Dicke einerseits für die dünnere Platte die Strahlung zwischen 0,4 und 15 μ = 69,35 und andererseits indirekt, wie oben, die von 15—40 μ scheinbar = 30,65, wirklich 27,25 — die Reflexion zwischen 0,4 und 11 μ, mit Hilfe der dickeren Platte gemessen, beträgt 4,9 Proz. — ermittelt; ferner durch Kombination von Quarz-Flussspat direkt die Strahlung zwischen 4 und 15 μ = 39,16[2])

Auf diese Art kann die Stärke der Absorption nacheinander zwischen 0,4 und 1,6 μ, 1,6 und 4,0 μ, 4,0 und 15 μ, 4,0 und 40 μ, 15—40 μ gemessen werden, und da sie sich nur wenig ändert, kann man ihren angenäherten Verlauf durch Kurven darstellen.

Bei Verwendung von nur einer Platte erhält man die Durchlässigkeit. Um Absorption und Reflexion getrennt zu bestimmen, werden am besten zwei Platten von genau gemessener Dicke untersucht. Man berücksichtigt in erster stets genügender Annäherung[3]) nur die einmal in der Platte hin und her reflektierten Strahlen und erhält:

$$\mathfrak{J}_1 = e^{-ad_1}(1-r)^2(1+e^{-2ad_1}r^2)$$
$$\mathfrak{J}_2 = e^{-ad_2}(1-r)^2(1+e^{-2ad_2}r^2)$$

hierin bedeuten $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$ die durchgelassenen Intensitäten in Proz. der auffallenden, a ist der Schwächungskoeffizient, d_1 und d_2 die Plattendicken in mm, r der Reflexionskoeffizient. Man berechnet zuerst unter Vernachlässigung des Korrektionsgliedes $e^{-2ad} \cdot r^2$ die angenäherten Werte von a und r und setzt diese dann in den folgenden Formeln, die a und r bis auf 0,1 Proz. richtig geben, ein:

$$a = \frac{\log \frac{\mathfrak{J}_2}{\mathfrak{J}_1} + \log\left[1 + r^2\left(e^{-2ad_1} - e^{-2ad_2}\right)\right]}{(d_1 - d_2)\log e}$$

und

$$\log(1-r) = \tfrac{1}{2}\left\{\log \mathfrak{J}_1 + a d_1 \log e - \log\left[1 + r e^{-2ad_1}\right]\right\}.$$

Die Maxwellsche Beziehung $n^2 \varkappa = \sigma T$, worin σ für $Hg = 9{,}56 \cdot 10^{15}$ ist, giebt dann

$$a = \frac{4{,}02 \cdot 10^5}{n} \cdot \sigma^1,$$

worin σ^1 die Leitfähigkeit auf $Hg = 1$ bezogen ist.

Beobachtungen.

Antimonglanz[1]), Sb_2S_3, Platten ‖ (010); Dicke von Platte I: 1,50 mm, von Platte II: 0,48 mm.

Durchlässigkeit.[2])

	Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
I	0,253	0,220	0,256	0,224	0,137
II	0,304	0,287	0,330	0,293	0,194

Reflexionsvermögen r.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
0,466	0,476	0,439	0,479	0,573

Schwächungskoeffizient a.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
0,206	0,252	0,203	0,209	0,231

Aus diesen Zahlen sieht man, dass das Reflexionsvermögen und wegen der verhältnismässig geringen Absorption auch der Brechungsindex sehr hoch sind. Aus der bekannten Formel $r = \frac{n^2 + 1 + n^2\varkappa^2 - 2n}{n^2 + 1 + n^2\varkappa^2 + 2n}$ und der Beziehung $4\pi n \varkappa = a\lambda_0$ ergiebt sich n im Mittel zu 5,3 + 0,3, ein aussergewöhnlich hoher Wert, wie er sonst auch in Gebieten unter Einfluss selektiver Absorption noch nicht beobachtet worden ist. Für grössere Wellenlängen wächst n, zwischen 15 und 40 μ müsste es = 7,2 sein, was einer Dielektrizitätskonstanten 50 entsprechen würde. Die kontinuierliche Absorption ist keine metallische, sondern etwa gleich der eines sehr stark gefärbten Rauchglases. Die Leitfähigkeit[3]) des Antimonglanzes ist jedoch äusserst gering, etwa von der Grössenordnung 10^{-15} ($Hg = 1$). Die Maxwellsche Beziehung $n^2\varkappa = \sigma \cdot \tau$, worin $4\pi n \varkappa = a\lambda_0$ ist, würde demnach einen Schwächungskoeffizienten von der Ordnung $2 \cdot 10^{-8}$ verlangen, während der wirklich vorhandene 10^7mal grösser ist.

Auf Fig. 1 ist mit Hilfe der oben gegebenen Daten die Absorptionskurve gezeichnet; ihr Verlauf lässt sich durch Superposition eines Gebietes starker selektiver Absorption im sicht-

1) Entsprechend muss auch die Absorption der reflektierten Strahlung in der zu untersuchenden Substanz in Rechnung gesetzt werden. Die Formel mit Berücksichtigung dieser übrigens kleinen Korrektion lautet: die wirkliche Absorption ist

$$= \frac{\frac{b'}{b} - r\frac{a'}{a} \cdot \frac{a'}{b'}}{1 - r\frac{a'}{b'}}$$

hierin ist a die vom Quarz durchgelassene Strahlung, b die von ihm absorbierte, a' die durch Quarz und Substanz gehende, b' die durch die Substanz allein gehende Gesamtstrahlung vermindert um a', r ist die Reflexion der Quarzplatte in Proz.

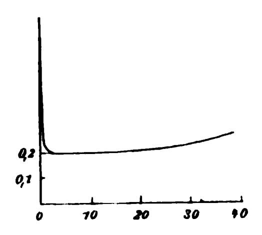
2) Die Wellenlängen von 40-60 μ dürften beim Auerbrenner etwa noch 0,4 Proz. der Gesamtintensität besitzen, wie durch Versuche mit Steinsalzplatten festgestellt wurde; aber diese Intensität ist bei der geringen Durchlässigkeit der untersuchten Substanzen zu schwach, um bei den Beobachtungen verwandt zu werden.

3) Die gewöhnlich verwandte Formel, welche diese nicht beachtet, ist bei der starken Reflexion und nicht sehr starken Absorption der Substanzen ungenügend.

1) Fundort: Shikoku, Japan.

2) Die auffallende Strahlung = 1 gesetzt.

3) Die Leitfähigkeiten wurden alle nach der Methode von Kohlrausch neu bestimmt. F. Beijerinck (N. J. f. Min. Beilbd. 11, 403, 1897), der das Leitvermögen dieser Substanzen auch untersucht hat, hat höhere, z. T. 100—1000mal grössere Widerstände gefunden, wahrscheinlich infolge von schlechterem Material.



baren Gebiet und kontinuierlicher mit der Wellenlänge etwas zunehmender Absorption erklären.

Markasit[1]), FeS_2, rhomb. Platten ‖ (010); Platte I mit der Dicke 0,23 mm, Platte II 0,34 mm.

Durchlässigkeit.

	Gesamt	1,6—4,0	4,0—15	15—40
I	0,025	0,025	0,025	0,024
II	0,006	0,006	0,006	0,005

Reflexionsvermögen.

0,31	0,31	0,31	0,23

Schwächungskoeffizient.

12,8	12,8	12,8	14,1

Die Beobachtungen am Markasit sind sehr erschwert dadurch, dass es nicht gelingt, von dem spröderen Material dünnere Plättchen frei aufzukitten; die Stücke konnten nicht grösser als 3×4 mm erhalten werden. Wie die Tabelle zeigt, ist kontinuierliche ziemlich starke Absorption vorhanden. Die Grösse der Reflexion ist wenig verschieden von der im sichtbaren Gebiet (Grün). Ob das Reflexionsvermögen wirklich für grössere Wellenlängen abnimmt, ist sehr fraglich, da der Fehler in der Intensitätsbestimmung bis $^2/_{1000}$ betragen kann und dies schon die vorhandene Abweichung bedingen würde. — Nach den Bestimmungen von Beijerinck ist die Leitfähigkeit ($Hg = 1$) bei $20^0 = \frac{1}{2{,}10^6}$, nach meinen Messungen $\frac{1}{1{,}7.10^6}$ bei 16^0; der Schwächungskoeffizient a ist also, wie die Rechnung ergiebt, ungefähr 120mal grösser als aus der Leitfähigkeit folgt. Die Absorption, aus letzterer berechnet, würde z. B. erst bei einer Schichtdicke von 10 cm eine Schwächung der Intensität auf $^1/_3$ bewirken, während eine solche bereits bei 0,007 cm zustande kommt. Der Brechungsexponent berechnet sich im Mittel zu 3,5.

Pyrit[2]), FeS_2, regul. Platte von 0,043 mm Dicke.

Von dieser schwierig zu bearbeitenden undurchlässigen Substanz wurde nur eine Platte hergestellt. Der Wert für das Reflexionsvermögen wurde im sichtbaren Gebiet = 0,30 ermittelt und für alle Wellenlängen als richtig angenommen. Während dies für die Metalle, wie die Versuche von Hagen und Rubens zeigen, nicht richtig wäre, scheint für die Metallsulfide uud -oxyde, wie die Beobachtungen an den vorher und im folgenden angegebenen Substanzen zeigen, das Reflexionsvermögen sich mit der Wellenlänge nicht sehr stark zu ändern; jedenfalls ist der so berechnete Wert des Extinktionskoeffizienten auf etwa 10—20 Proz. richtig.

Durchlässigkeit.

Gesamt	0,5—4,0	1,5—4,0	4,0—40	15—40
0,092	0,084	0,095	0,102	0,081

Der Schwächungskoeffizient ist danach im Mittel = 40. Die Leitfähigkeit ist nach Beijerinck = 1.10^{-4}; eine von mir an dem optisch untersuchten Pyrit vorgenommene Bestimmung ergab jedoch $\frac{1}{4{,}10^2}$ bei 18^0, die beobachtete Absorption ist demnach 10mal kleiner als die nach Maxwell berechnete.

Molybdänglanz[1]) MoS_2, hexag.; Platten ‖ (0001). Dicke von Platte I = 0,016 mm, von Platte II 0,107 mm.

Durchlässigkeit.

	Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
I	0,380	0,305	0,395	0,421	0,393
II	0,104	0,035	0,128	0,139	0,169

Reflexionsvermögen.

0,342	0,320	0,360	0,295	0,337

Schwächungskoeffizient a.

15,0	14,32	24,61	13,09	9,53

Das Reflexionsvermögen hat dieselbe Grösse wie bei den meisten Sulfiden und Oxyden; es ändert sich wenig mit der Wellenlänge. Die Absorption lässt sich auch hier wieder durch Superposition eines Gebietes selektiver Absorption im sichtbaren Gebiet und kontinuierlicher, aber mit der Wellenlänge abnehmender Absorption erklären. Die Grösse der kontinuierlichen Absorption, im Mittel $a = 10$ ist 5mal grösser als die Maxwellsche Beziehung verlangt; denn das Leitungsvermögen ist $\frac{1}{7{,}10^4}$ bei 17^0. [2]) Der Brechungsexponent

1) Fundort: Leitmeritz, Böhmen.
2) Fundort: V. Giuf, Schweiz.

1) Fundort: Okanogan County, Washington.
2) Die Zahlen von Herrn Beijerinck, die 300mal grösser sind, dürften an ganz ungenügendem Material gewonnen sein.

berechnet sich im Mittel zu 3,7. Ferner wurde die Änderung der Gesamtdurchlässigkeit mit der Temperatur bestimmt. In der folgenden Vergleichstabelle ist die Durchlässigkeit[1]) bei $40^0 = 1$ gesetzt.

40^0	55^0	80^0	110^0
1	0,915	0,730	0,617

Manganit[2]), $MnOOH$, rhomb., Platte (010) Dicke 0,080 mm.

Durchlässigkeit.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
0,102	0,160	0,176	0,062	0,009

Das Reflexionsvermögen ist im Mittel etwa 25 Proz., wie aus einer Beobachtung an einem ganz kleinen dünneren Bruchstück folgte; der Brechungsexponent danach im Mittel 3,0.

Schwächungskoeffizient.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
21	15	14	56	78

Die Leitfähigkeit des Manganits ist $\frac{1}{2.10^6}$ ($Hg = 1$); demnach die Absorption etwa 200mal grösser als die Maxwellsche Beziehung verlangt.

Eisenglanz[3]), Fe_2O_3, hexag. Platte (1010), Dicke 0,065 mm.

Durchlässigkeit.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
0,143	0,101	0,120	0,184	0,027

Die Reflexion im Mittel 0,25.

Schwächungskoeffizient.

21	26	24	17	47

Hier lässt sich der Gang in der Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge durch selektive Absorption im sichtbaren Spektrum, durch kontinuierliche, langsam mit der Wellenlänge abnehmende Absorption und ein hypothetisches zweites Gebiet selektiver Absorption jenseits von 20 μ erklären. Die Leitfähigkeit ist etwa 25.10^{-4} [4]); die Absorption demnach fast gerade so gross als theoretisch berechnet.

Die weiter unten angeführten Substanzen konnten nicht so dünn geschliffen werden, dass Durchlässigkeit in irgend einem Teil des Spektrums nachweisbar war, obgleich 1—2 Zehntausendstel der auffallenden Intensität noch einen sicher bemerkbaren Ausschlag ergaben. Aus dieser Thatsache, der Plattendicke und der Leitfähigkeit lassen sich aber auch noch Schlüsse auf die Gültigkeit der Maxwellschen Beziehung bei diesen Substanzen ziehen.

1) Da die Reflexion des Molybdänglanzes nur vom Brechungsindex abhängt, so kann sie sich mit der Temperatur nicht merklich verändern; die Änderung der Durchlässigkeit ist also nur durch Änderung der Absorption bedingt.
2) Fundort: Ilfeld, Harz.
3) Fundort: Elba.
4) H. Bäckström, Oefvrs. Kongl. Vet. Förh. Stockholm 45, 533, 1888.

Die Dicke der Fahlerzplatte[1]) war 0,21 mm, ihre Leitfähigkeit bei $21^0 = 1.10^{-4}$. Hier ist also die Maxwellsche Beziehung nicht gültig, die Absorption mindestens 10mal grösser als die Leitfähigkeit.

Bei zwei anderen Substanzen, Arsenkies und Bleiglanz, konnte eine Entscheidung vorläufig nicht erhalten werden. Die Dicke der Platte aus Arsenkies[2]) (rhomb.) war 0,13 mm, seine Leitfähigkeit ergab sich zu $\frac{1}{250}$ ($Hg = 1$) bei 20^0. Die Bleiglanzplatte[3]) war 0,43 mm dick; die Leitfähigkeit ist 16,4 bei 22^0 [4])

Resultate.

1. Die untersuchten Metallsulfide und Metalloxyde zeigen kontinuierliche Absorption, die bis etwa $\lambda = 40 \mu$ verfolgt wurde, und die meist bedeutend grösser ist, als die Maxwellsche Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Absorption verlangt. Die Unterschiede gegen die aus der Maxwellschen Beziehung berechneten Werte werden um so kleiner, je besser das Leitvermögen der Substanzen ist; für hohes Leitvermögen, das grösser als 2.10^{-4} ist, scheint (ähnlich wie bei den Metallen im sichtbaren Spektrum) eine Umkehr stattzufinden.
2. Dieselben Verbindungen zeigen alle im sichtbaren Gebiet, z. T. auch noch im Ultrarot bis 1,5 μ, starke Absorption, die als selektive bezeichnet werden kann.
3. Die aus den gegebenen Daten berechneten Brechungsexponenten sind zum Teil aussergewöhnlich hoch.

1) Fundort: Matzenköpfle.
2) Fundort: Wester Siefberg, Schweden.
3) Fundort: V. Strim, Schweiz.
4) Die hohe Leitfähigkeit des Bleiglanzes, des reinen krystallisierten PbS, ist, soweit mir aus der Litteratur ersichtlich, nicht bekannt; sie übertrifft die des Platins und ist nicht viel geringer als die des reinen Bleies.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

Die Längenveränderung ferromagnetischer Substanzen unter dem Einflusse von Magnetisierung bei hoher und niedriger Temperatur.

Von K. Honda und S. Shimizu.

Der schöne Hopkinsonsche Versuch über Magnetisierung bei hoher Temperatur verspricht uns wichtige Ergebnisse hinsichtlich der magne-

tischen Längenveränderung bei solcher Temperatur. In Anbetracht der experimentellen Schwierigkeiten ist dieser interessante Gegenstand wenig untersucht worden. Die Versuche von Barrett und dem einen von uns sind vielleicht die beiden einzigen erwähnenswerten, aber das Temperaturintervall war bei diesen Versuchen begrenzt und ging nicht über 100° C. hinaus. Im vorliegenden Falle wurden hingegen die Versuche bis über die kritische Temperatur des Eisens hinaus ausgedehnt; ausserdem aber wurde auch die Längenveränderung in flüssiger Luft untersucht.

Die Apparate zur Messung der Längenveränderung durch Magnetisierung bei hoher und niedriger Temperatur waren im grossen und ganzen dieselben wie der bei der Untersuchung des Einflusses einer Spannung auf die magnetische Längenveränderung benutzte. Wiederholte Versuche zeigten, dass diese Anordnung

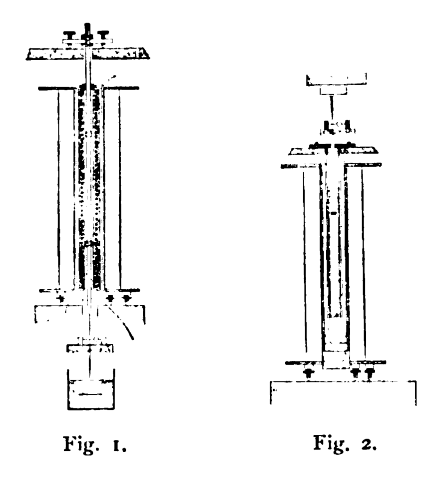


Fig. 1. Fig. 2.

sehr sichere Resultate gab, dass es jedoch vorzuziehen war, die Kontaktfläche des senkrecht aufgehängten Drahtes mit dem rotierenden Cylinder flacher zu machen. Um den Einfluss einer elastischen Dehnung auf die Längenveränderung sowie das durch die Dehnung hervorgerufene Nachgeben bei hoher Temperatur zu vermindern, wurden dicke Stäbe von etwa 1 cm Durchmesser und 21 cm Länge angewandt. Bei dem Versuch bei hoher Temperatur betrug das aufgehängte Gewicht etwa 1 bis 2 Kilogramm; seine Wirkungen waren also fast unmerklich. An das obere Ende des ferromagnetischen Stabes wurde ein etwa 1 cm dicker und 25 cm langer Kupferstab angeschraubt und dann verlötet.

Das untere Ende des Stabes wurde gleichfalls an einem etwa 20 cm langen ähnlichen Stabe befestigt. Der eingeschraubte Teil betrug an beiden Enden des ferromagnetischen Stabes 2 mm. Dieses verbundene System hing senkrecht an einem soliden Träger; zur Aufhängung diente ein Messinghalter mit drei Niveauschrauben. Das freie Ende des Stabes war mit etwa 1,5 mm dickem Kupferdraht verbunden, der durch ein in Wasser tauchendes Gewicht gespannt wurde.

Das Erhitzen wurde vermittels eines elektrischen Stromes vorgenommen. Die Heizspule wurde um ein 40 cm langes und 2,5 cm dickes und mit Asbestpapier gut isoliertes Kupferrohr aufgewickelt. Die Bewickelung war induktionslos; zwei Windungen kamen auf jeden Centimeter bei ungefähr 1 mm dickem Drahte. Zwei Heizspulen mit denselben Dimensionen wurden hergestellt, die eine mit Neusilberdraht und die andere mit Nickeldraht bewickelt. Bei den Versuchen unterhalb von 700° wurde erstere und bei höheren Temperaturen letztere benutzt. Der Schmelzpunkt des Nickels liegt bei etwa 1500°, während die magnetischen Eigenschaften schon bei einer unterhalb 400° belegenen Temperatur verschwinden; daher stört oberhalb dieser Temperatur die Anwesenheit dieses Metalles durchaus nicht das Magnetfeld.

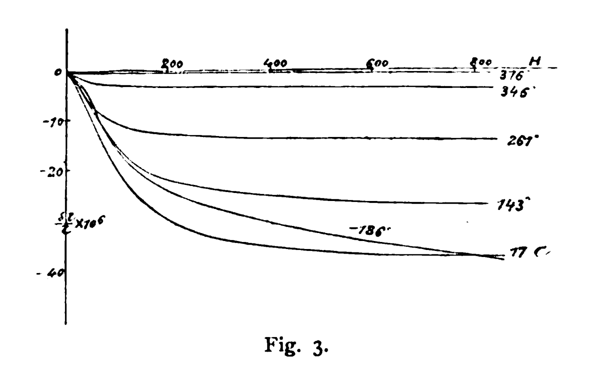


Fig. 3.

Die Temperatur der zu untersuchenden Proben wurde vermittels eines lose mit ihnen in der Mitte verbundenen Platin-Rhodiumplatin-Elementes gemessen; der übrige Teil der Proben war dabei mit Asbestpapier isoliert. Der thermoelektrische Strom wurde mit einem D'Arsonvalschen Galvanometer gemessen. Eine Magnetisierungsspule mit Wassermantelanordnung wurde koaxial zu dem aufgehängten Stabe angebracht; dieselbe war 40 cm lang und lieferte ein Feld von 39,44 C. G. S.-Einheiten, das von einem Strome von 1 Ampère erzeugt wurde.

Um die Längenveränderung in flüssiger Luft zu messen, wurde obige Anordnung in folgender Weise abgeändert: Anstatt eines angehängten Gewichtes, wurde, wie aus beigefügter Figur zu ersehen ist, eine Feder dazu benutzt, um das Versuchsstück aufwärts zu strecken. Die schattierten Teile des vorspringenden Halters bestanden aus Messing, während die nichtschattierten aus Holz angefertigt wurden, um die Wärmeleitung zu vermindern. Es wurde mit besonderer Sorgfalt darauf gesehen, dass

der Kupferdraht in der Richtung der Achse des Stabes gespannt war.

Die Magnetisierungsspirale wurde mit einer innen befindlichen Dewarschen Röhre zu unserem Stabe koaxial angebracht. Die Kontraktion oder Ausdehnung des Versuchsstückes wurde vermittels des in Kontakt mit einem vertikalen Kupferdrahte angebrachten rotierenden Cylinders gemessen.

Die Versuche bei niedriger Temperatur wurden in folgender Weise vorgenommen: Zunächst wurde die Längenveränderung bei Zimmertemperatur gemessen; hierauf wurde flüssige Luft in die das Versuchsstück enthaltende Dewarsche Röhre gegossen. Nachdem man ungefähr 15 Minuten gewartet hatte, wurde die Längenveränderung durch Magnetisierung in gewohnter Weise gemessen.

Die Versuche bei hoher Temperatur wurden in folgender Reihenfolge ausgeführt: Zunächst wurde die Längenveränderung bei gewöhnlicher Temperatur bestimmt. Hierauf wurde der elektrische Strom einer Dynamomaschine eine bis zwei Stunden durch die Heizspule gesandt, bis die Temperatur des Magnetkernes annähernd konstant war; dann wurde der Strom der Dynamomaschine durch einen solchen von einem Akkumulator ersetzt. Zwanzig bis dreissig Minuten vergingen, bevor die Beobachtungen ausgeführt werden konnten; dann wurde die Temperatur recht konstant. Vor jeder Beobachtung wurde die Entmagnetisierung sorgfältig vorgenommen; man nahm dann einen augenblicklichen Ausschlag wahr. Wenn eine Beobachtungsreihe vorgenommen war, wurde wieder ein Strom von erhöhter Stärke durch die Heizspule geschickt. Auf diese Weise wurden Versuche bei allmählich von gewöhnlicher bis auf die höchsten anwachsenden Temperaturen ausgeführt. Unsere Heizspirale lieferte eine Temperaturerhöhung des Kernes von ungefähr 1000° C., wenn sie von einem Strome von 11 Ampère durchflossen wurde. Wenn die Temperatur hoch ist, so ist die magnetische Längenveränderung nicht umkehrbar; aus diesem Grunde war es nötig, mit dem Versuch bei niedriger Temperatur zu beginnen und dann an solche bei hoher Temperatur zu gehen.

Einige von den Resultaten der Längenveränderung ferromagnetischer Substanzen bei niedriger und hoher Temperatur sind in folgenden Figuren graphisch dargestellt.

Nickel.

Eine Temperaturerhöhung vermindert ganz bedeutend die magnetische Kontraktion des Metalles; bei 240° C. ist die Kontraktion in $H = 900$ bereits auf die Hälfte des gewöhnlichen Wertes reduziert, und bei 400° ist sie fast völlig

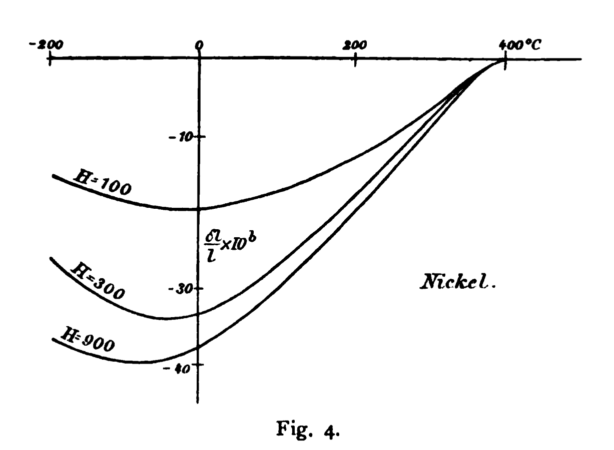


Fig. 4.

verschwunden. In flüssiger Luft wird sie in schwachem Magnetfelde vermindert, aber in starkem Felde erhöht.

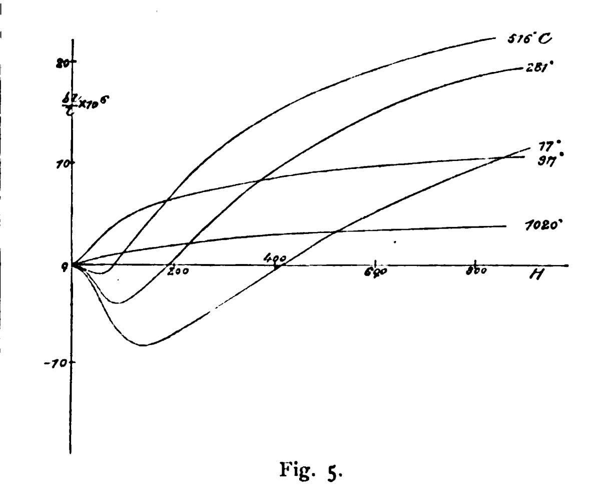


Fig. 5.

Jede die Beziehung zwischen Längenveränderung und Temperatur darstellende Kurve hat einen Minimalpunkt, dessen Temperatur bei Anwachsen des Feldes abnimmt.

Weiches Eisen.

Bei Zunahme der Temperatur verschwindet die Kontraktion in starkem Magnetfelde all-

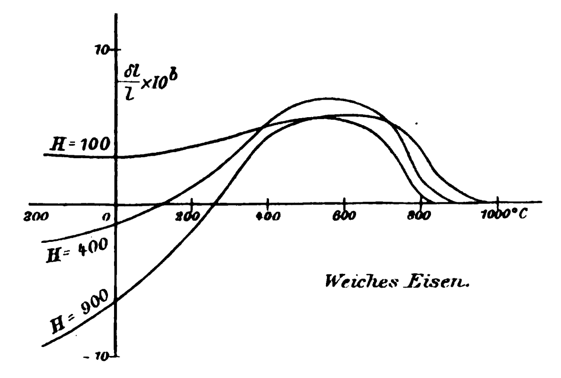


Fig. 6.

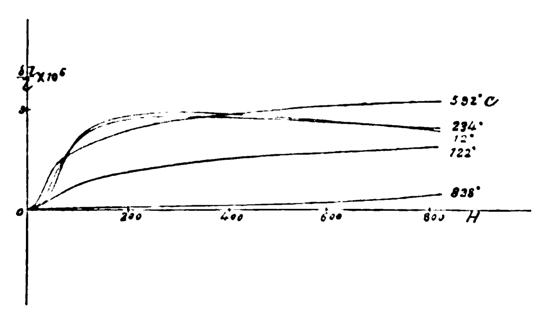


Fig. 7.

mählich, und bei 319⁰ ist die Längenveränderung der von Wolframstahl bei gewöhnlicher Temperatur ähnlich. Bei weiterer Temperaturzunahme nimmt die Dehnung, nachdem sie ein Maximum passiert hat, allmählich ab. Wir konnten die Dehnung bis zu 970⁰ verfolgen, was weit hinter der kritischen Temperatur liegt.

Es ist auch erwähnenswert, dass die Maximaldehnung in schwachem Felde für Temperaturen zwischen —186⁰ und 200⁰ fast konstant bleibt.

Wolframstahl.

Verlauf der Kurven und Veränderungen sind hier ähnlich wie bei weichem Eisen bei Temperaturen oberhalb von 500⁰. Die Längenveränderung scheint ungefähr bei der kritischen Temperatur (900⁰) zu verschwinden.

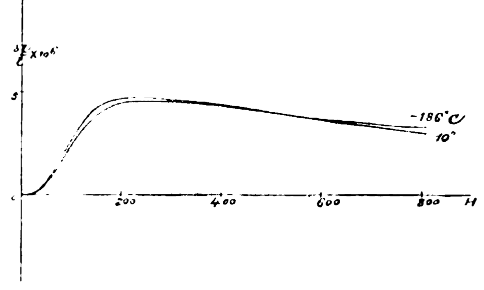


Fig. 8.

Bei Wolframstahl untersuchten wir zuerst den Einfluss der Temperatur; wenn das Versuchsstück auf seine Anfangstemperatur abgekühlt wurde, so erfuhr es eine bedeutende permanente Längenveränderung. Der Versuch in flüssiger Luft wurde daher an einem anderen Stab von quadratischem Querschnitt vorgenommen, der aus demselben Stück wie der Cylinder ausgeschnitten war. Die Kurven für 10⁰ und —186⁰ zeigen, dass die Wirkung einer Abkühlung auf die Längenveränderung sehr gering ist. Die die Beziehung zwischen Längenveränderung und Temperatur zeigenden Kurven sind in folgender Figur gegeben.

Gusskobalt.

Wenn die Temperatur zunimmt, so nimmt die magnetische Kontraktion in schwachem Felde

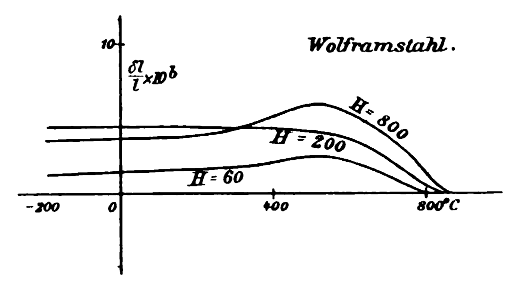


Fig. 9.

allmählich ab, während die Dehnung in starkem Felde bis auf ein Maximum zunimmt. Bei Temperaturen über 800⁰ verschwindet die anfängliche Kontraktion vollständig und wird der Verlauf der Kurven dem von Eisen und Stahl bei hoher Temperatur ähnlich. Wenn die Temperatur noch weiter zunimmt, so nimmt die Ausdehnung kontinuierlich ab, jedoch mit abnehmender Geschwindigkeit, und selbst bei Temperaturen von 1020⁰ beobachten wir immer noch eine bedeutende Dehnung des Metalles.

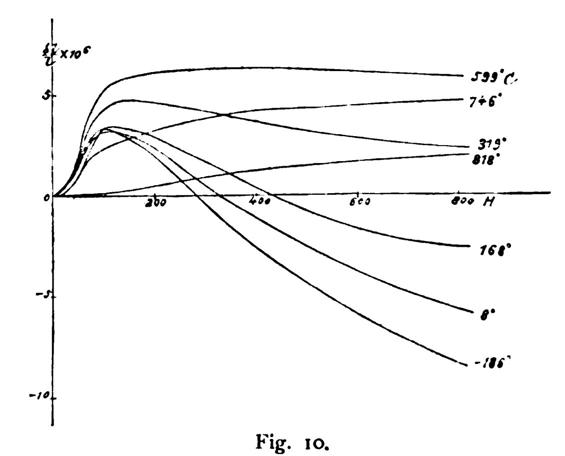


Fig. 10.

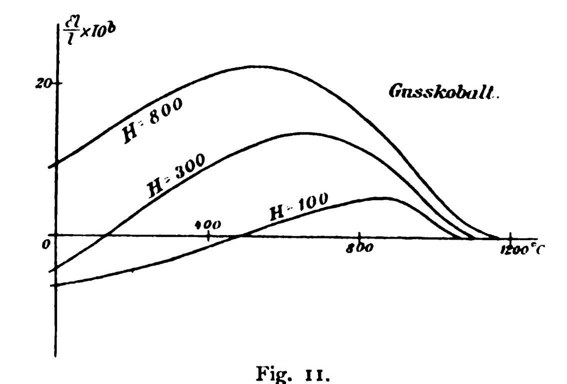


Fig. 11.

Aus dem Verlauf der Kurven ist leicht zu ersehen, dass bei $H = 800$ die Ausdehnung bis zur Temperatur von 1200⁰, d. h. 100⁰ oberhalb der kritischen Temperatur, nicht verschwindet. Wir untersuchten an unserem Versuchsstück zunächst die Wirkung hoher Temperatur, und wenn dasselbe auf seine Anfangstemperatur abgekühlt

wurde, veränderte es sein Verhalten hinsichtlich der Längenveränderung vollständig. Es war aus diesem Grunde unmöglich, die Wirkung einer Abkühlung auf das Metall in gegossenem Zustande zu untersuchen.

Ausgeglühtes Kobalt.

Die Wirkung von hoher Temperatur auf ausgeglühtes Kobalt zeigt ein eigenartiges Verhalten. Bei ansteigender Temperatur, und zwar von der flüssigen Luft an, nimmt die Kontraktion

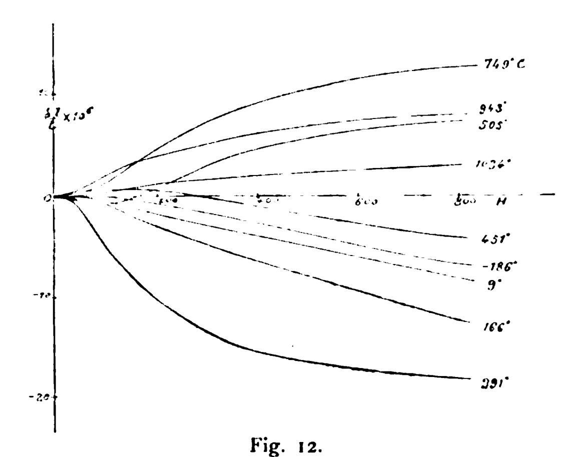


Fig. 12.

zunächst langsam und dann schnell zu und erreicht schliesslich ein Maximum. Hierauf nimmt sie ab, geht durch einen Nullpunkt und

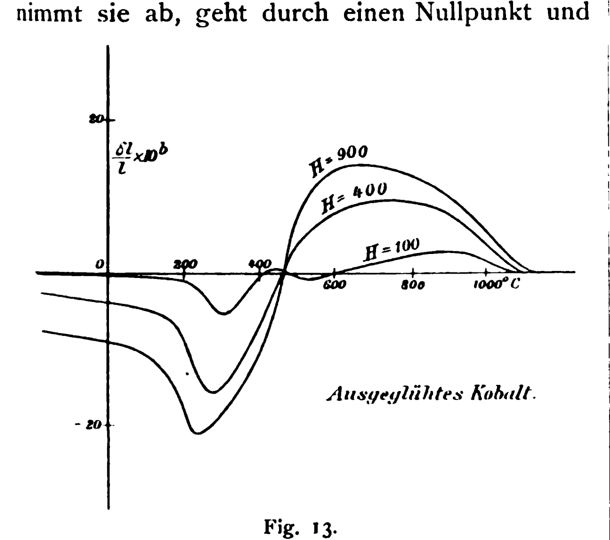


Fig. 13.

geht hierauf in eine Ausdehnung über, die ihrerseits mit zunehmender Temperatur bis auf ein Maximum ansteigt und hierauf allmählich abnimmt. Noch bei 1634^0 konnten wir eine beträchtliche Ausdehnung des Metalles wahrnehmen. Es ist interessant zu beobachten, dass der Verlauf der Kurven in der Nähe von 450^0 dem von Eisen bei gewöhnlicher Temperatur ähnlich ist. Das Kobalt dehnt sich in schwachem Felde schwach aus, zieht sich jedoch in starkem Felde zusammen. Bei höheren Temperaturen als 500^0 ist das Verhalten von Guss- und ausgeglühtem Kobalt hinsichtlich der Längenveränderung, wie zu erwarten, einander ganz ähnlich.

Beigefügte Figur zeigt die Beziehung zwischen Längenveränderung und Temperatur. In starken Feldern hat jede Kurve ein Maximum und ein Minimum; in schwachen Feldern kommt jedoch noch ein kleines Maximum- und Minimumpaar hinzu. Es ist ganz besonders zu beachten, dass alle diese Kurven bei der Temperatur 465^0 durch einen Punkt in der Achse hindurchgehen. Bei ausgeglühtem Kobalt verschwindet bei einer gewissen Temperatur die Längenveränderung des Metalles fast vollständig für alle Magnetfelder und erfolgt dann die Längenveränderung in jedem Felde in entgegengesetztem Sinne, je nachdem das Versuchsstück auf eine oberhalb oder unterhalb dieses Punktes belegene Temperatur gebracht wird.

Beim Vergleich obiger Resultate für weiches Eisen, Wolframstahl, Guss- und ausgeglühtes Kobalt bemerken wir den merkwürdigen Umstand, dass die Längenveränderungen dieser Metalle, die bei gewöhnlicher Temperatur voneinander so verschieden sind, bei genügend hoher Temperatur einen ausserordentlich einfachen Charakter annehmen; sie streben nämlich danach, der Magnetkraft proportional zu werden, ein Umstand, der ohne Zweifel für die Theorie des Molekularmagnetismus von bedeutender Tragweite ist.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 6. Mai 1903.)

Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Lösungen und Lösungsmittel im kritischen Zustande.

Vorläufige Mitteilung.

Von P. Eversheim.

Die Abhängigkeit von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante (mit DC bezeichnet) einiger Lösungen und Lösungsmittel von der Temperatur wurde von mir bereits in einer früheren Arbeit[1]) mitgeteilt. Die Sache schien mir aber damit noch nicht abgethan, so dass ich kurz darauf die Versuche wieder aufnahm. In der That liefern diese Untersuchungen eine Reihe beachtenswerter Daten: der Verlauf der Abhängigkeit aller bisher von mir untersuchten Körper, namentlich um den kritischen Zustand, weisen eine Ähnlichkeit auf, welche die Vermutung nahe legt, dass ein bestimmtes Gesetz zu Grunde liege, dem sowohl Leitfähigkeit wie auch Dielektrizitätskonstante zu folgen scheinen, um so wiederum auf den Zusammenhang

1) P. Eversheim, Ann. d. Phys. 8, 539, 1902.

zwischen den beiden Grössen hinzuweisen. Weiter knüpft sich daran die interessante Frage über den kritischen Zustand, die immer noch der Lösung harrt, und die kürzlich von Traube[1]) einer eingehenden theoretischen Abhandlung unterzogen wurde.

In letzter Zeit sind auch eine Reihe von Arbeiten[2]) erschienen, die alle mehr oder weniger mit den meinigen parallel laufen, die aber alle auf dieselbe Schwierigkeit stossen, nämlich die relativ hohen Temperaturen und beträchtlichen Drucke im kritischen Zustande, beides Thatsachen, die es nicht gestatteten, höher als bis nur wenige Grade über die kritische Temperatur hinaus — wenn diese überhaupt erreichbar war — zu untersuchen. Nun ist es aber gerade von höchstem Interesse, zu wissen, wie denn darüber hinaus die betreffende Substanz ihren Zustand ändert, und dieser Gedanke war massgebend für die im folgenden mitgeteilten Versuche. Ich beschränke mich jedoch an dieser Stelle nur, mit einer kurzen Mitteilung und Wiedergabe meiner bisherigen Resultate, da die Arbeiten noch nicht abgeschlossen sind, ich es aber an der Zeit halte, das Bisherige zu veröffentlichen. Über die Versuchsanordnung, den Apparat, der es ermöglichte, die Untersuchungen auf das Gebiet oberhalb der kritischen Temperatur auszudehnen und die weiteren Details werde ich demnächst ausführlich Mitteilung machen, hier sei indessen noch erwähnt, dass die Methode von Nernst mit Vorteil benutzt wurde.

A. Versuche mit Ammoniak. (NH_3.)

Zu allen Versuchen dienten kleine Glasgefässe von nachstehender Form (Fig. 1), wie

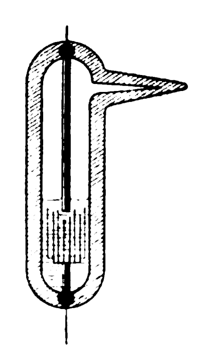


Fig. 1.

ich sie bereits früher benutzte. Die Elektroden bestanden aus kleinen Platincylindern, die sich ineinander schoben und deren Länge zwischen 6 und 12 mm, deren Durchmesser zwischen 8 und 6 resp. 6 und 4 mm variierten, jedoch sind dies nur angenäherte Werte.

Es war dafür gesorgt, dass die Untersuchung erfolgen konnte:

1. Wenn das Gefäss jedesmal geschüttelt wurde,
2. wenn bei ruhendem Gefäss die Elektroden unten,
3. wenn sie bei ruhendem Gefäss oben waren.[1])

Dementsprechend ergeben sich drei Versuchsreihen, ein speziell zur Untersuchung des kritischen Zustandes sehr wichtiges Verfahren.

Zunächst seien Versuche mit reinem Ammoniak, sodann mit einer Lösung von Kupfernitrat in Ammoniak mitgeteilt.

Franklin und Kraus[2]) haben bereits Versuche mit flüssigem NH_3 angestellt, allein sie legten Hauptgewicht auf die Abhängigkeit von Leitfähigkeit mit der Temperatur überhaupt, der kritische Zustand wurde zwar erreicht, aber nicht genauer untersucht. Es schien mir daher zweckmässig, jene Versuche zu wiederholen. Dabei wurde die kritische Temperatur um etwa 60 Grad überschritten. Bedenkt man den enormen Druck von etwa 110 Atmosphären bei der absoluten Siedetemperatur, so bedarf es nicht der Erwähnung, dass sich zunächst dem Versuche ganz erhebliche Schwierigkeiten entgegenstellten.

Tabelle I. NH_3.[3])

a) Das Gefäss wird geschüttelt, die Elektroden sind unten.

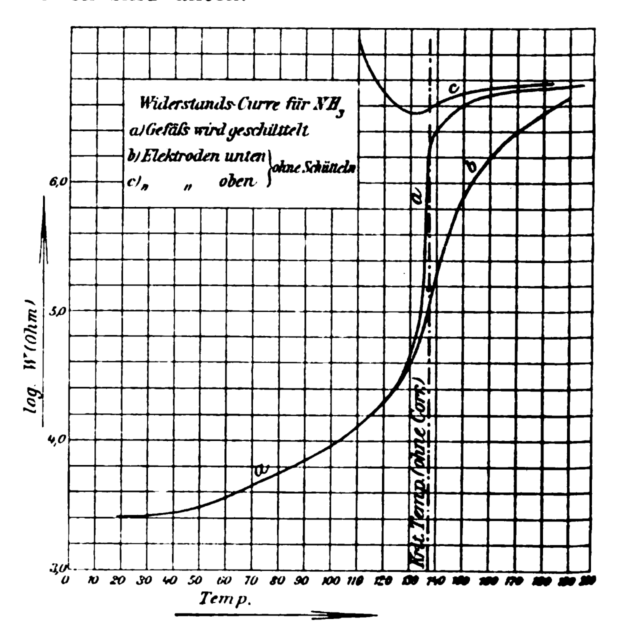


Fig. 2.

1) J. Traube, Ann. d. Phys. 8, 267, 1902.
2) Unter anderen: P. Walden u. M. Centnerszwer, Zeitschr. f. phys. Chem. 39, 513, 1902, ferner Karl Tangl, Ann. d. Phys. 10, 748, 1903.

1) Vergl. Kurven *a*, *b*, *c*, der Kurvenfiguren.
2) E. Franklin und Ch. A. Kraus, Americ. chem. Journ. 24, 83, 1900.
3) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 2.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
2610	18,7	146500	134,2
2830	38,6	1800000	137,3
3500	55,0	2750000	140,0
4640	73,6	3331000	142,5
7000	89,6	3447500	147,5
11805	107,0	4377450	154,0
19175	118,0	5191200	169,0
36065	127,0	5423700	178,0
56545	131,0	5656200	193,0
82750	132,4		

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
6000	85,0	446500	144,5
7724	92,0	546500	145,8
10220	102,3	685400	148,0
16365	115,5	809000	149,0
38067	129,0	902000	151,5
50735	132,0	1150000	155,5
68065	133,5	1305000	157,5
79400	134,5	1866500	163,0
118000	136,8	2285000	166,5
165400	138,4	2750000	172,0
203400	139,5	3447500	177,0
252500	141,0	3700000	190,0
346500	142,5		

c) Dasselbe Gefäss, Elektroden oben, es wird nicht geschüttelt.

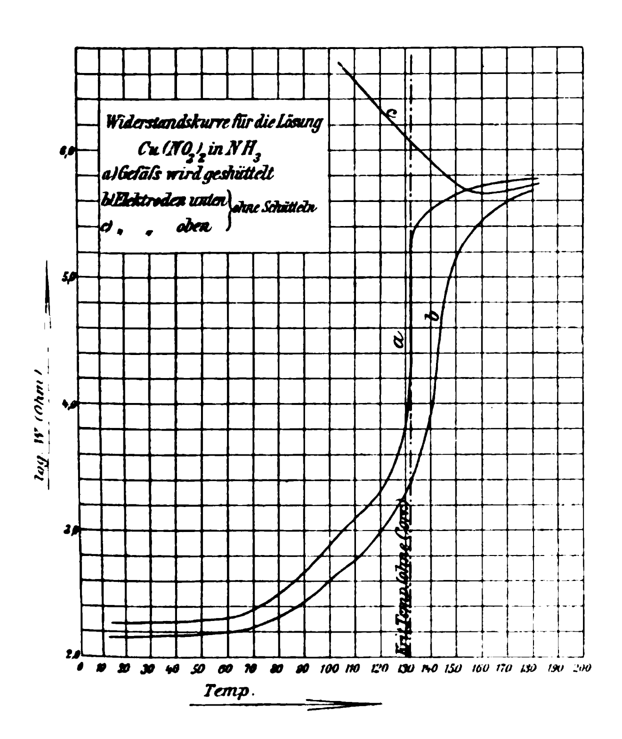


Fig. 3.

W(Ohm)	Temp.
Wird zunächst unmessbar gross.	
5075000	118,5
4031750	125,0
3566750	132,0
4261250	138,8
4610000	144,6
5307000	162,5
5659250	172,0
5775450	182,0

Die Widerstandskapazität des für die drei Versuchsreihen benutzten Gefässes ist

$$WC = 0,254.$$

Tabelle II.[1])

Versuch mit einer Lösung von $Cu(NO_3)_2$ in NH_3, 1,13 % nach Gewicht.

a) Das Gefäss wird geschüttelt, die Elektroden sind unten.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
185	14,0	10285	131,0
191	30,0	18710	132,0
207	54,8	229400	132,8
223	65,5	259400	133,5
240	75,0	289500	135,5
368	85,4	319500	137,0
655	96,0	329500	139,0
977	104,5	399500	147,5
1450	114,5	464400	153,2
2000	120,5	514400	160,5
3235	126,5	560800	166,5
5140	128,0	603700	175,0
7215	130,0	625100	180,7

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
145	12,5	8620	140,5
165	66,5	18705	142,8
195	78,5	52060	145,7
263	89,5	89000	147,8
400	99,0	129400	149,5
536	107,5	167970	151,7
730	115,0	203680	154,0
1155	123	245100	156,8
1390	125,8	272200	159,5
1630	128,0	320800	163,5
2065	131,0	339400	165,5
2360	132,5	369400	170,0
3170	135,0	403700	173,0
4110	136,5	432200	177,0
5450	138,5	465100	180,0

c) Elektroden oben, dasselbe Gefäss, es wird nicht geschüttelt.

1) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 3.



W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
5772500	100,5	462200	157,0
2866250	112,0	446500	160,0
1820000	130,5	467900	165,0
1401500	136,5	467900	168,8
1138000	142,0	489400	175,0
700900	145,5	503700	178,0
545900	148,5	546500	182,7
493200	153,0	646500	186,5

Die Widerstandskapazität des Gefässes war
$WC = 0,254$.

B. Versuche mit schwefliger Säure (SO_2).

Versuche mit SO_2 bis zum krit. Punkt sind bereits von Hagenbach[1]), Walden und Centnerzwer[2]) sowie von mir[3]) früher angestellt, allein weiter oberhalb der absoluten Siedetemperatur fehlen bis jetzt jegliche Daten, so dass ich der Vollständigkeit halber die Versuche wiederholte und weiter ausführte; die Resultate sind in folgenden Tabellen enthalten.

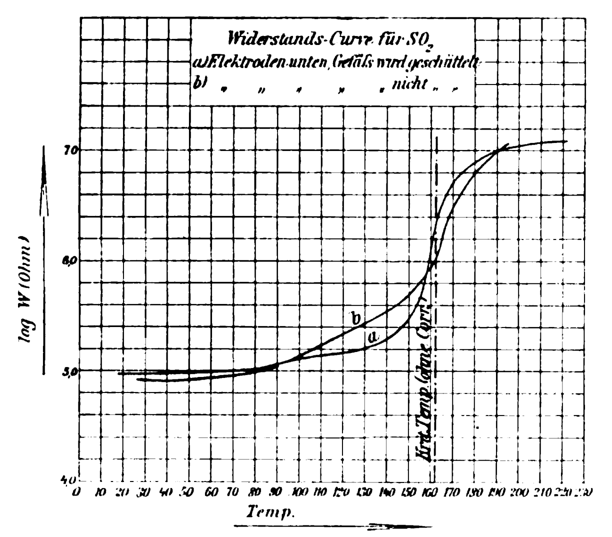


Fig. 4.

Tabelle III.[4])
Versuch mit SO_2.

a) Elektroden unten, das Gefäss wird geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
95115	18,5	325140	150,5
99400	49,0	450830	156,0
108067	66,0	1801400	161,5
113780	81,0	4726250	168,0
114400	92,0	6702500	173,0
143700	105,0	7865000	181,0
155115	120,0	10655000	193,0
176540	139,5	11450000	205,5
209400	140,0	12150000	219,0
269400	148,0		

1) A. Hagenbach, Ann. d. Phys. **5**, 276, 1901.
2) P. Walden u. M. Centnerszwer, l. c.
3) P. Eversheim, l. c.
4) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 4.

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
81399	27,0	375110	141,5
81399	49,5	507970	149,5
90000	65,5	660830	155,0
102255	76,5	860835	160,5
119000	90,0	1657250	164,5
155110	104,2	2610500	170,5
202400	118,0	4377500	175,0
252400	127,0	7865000	184,0
283700	132,5	11352500	195,0

Die Widerstandskapazität des Gefässes betrug
$WC = 0,165$.

C. Versuche mit Äthyläther $(C_2H_5)_2O$.

Sorgfältig gereinigter Äther, dessen Widerstand sich als unmessbar gross erwies, wurde auf sein dielektrisches Verhalten hin untersucht. in folgenden Tabellen bedeuten DC die Dielektrizitäts-Konstante, T die zugehörige Temperatur.

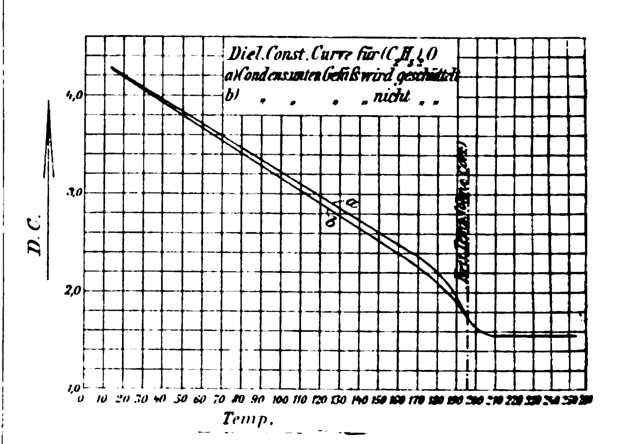


Fig. 5.

Tabelle IV.[1])

a) Elektroden unten, das Gefäss wird geschüttelt.

DC	T	DC	T
4,26	17,0	1,58	201,0
3,83	47,5	1,52	208,5
3,43	70,0	1,53	215,7
3,34	94,0	1,56	224,0
3,02	115,3	1,51	230,5
2,71	149,5	1,59	238,7
2,48	161,4	1,58	245,0
2,31	176,5	1,54	253,0
1,95	190,0		

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

1) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 5.



DC	T	DC	T
4,04	36,5	1,80	195,5
3,69	58,0	1,60	202,5
3,49	75,5	1,54	210,0
3,16	95,5	1,59	219,5
3,03	110,5	1,55	226,5
2,82	125,5	1,58	235,0
2,65	144,0	1,57	240,5
2,25	158,0	1,54	242,0
2,11	172,5	1,57	248,5
2,02	185,0		

Während der Versuche zur Bestimmung der Kapazität zeigte es sich ausserordentlich schwierig, Störungen, die von den Zuleitungen und der Anordnung des Apparates herrührten, zu eliminieren. Wegen der Kleinheit der *DC* des Äthers im Dampfzustande waren deshalb Versuche, bei denen sich die Elektroden oben befanden, zu unsicher, um Schlüsse zuzulassen, weshalb ich sie nicht wiedergebe; dieser Umstand veranlasste aber eine Verbesserung am Apparat, die die Störungen beseitigte und diesen nunmehr zu Messungen der *DC* von Substanzen vollkommen geeignet machte. Davon wird, wie bereits erwähnt, an einer anderen Stelle die Rede sein.

Betrachtet man die Kurven für die Leitfähigkeit von Ammoniak und Lösung, sowie von schwefliger Säure, so erkennt man eine stetige Zunahme des Widerstandes, beim kritischen Punkt sehr stark, dahinter aber nur mässig, um, wie es scheint, bei genügender Erwärmung einen konstanten Wert anzunehmen. Ganz ähnlich verhält sich der Äther in Bezug auf seine *DC*; hier ist oberhalb der kritischen Temperatur überhaupt keine Änderung mehr messbar.

Höchst bemerkenswert für die Untersuchungen über den kritischen Zustand ist es aber, dass die Kurven, wenn das Gefäss nicht geschüttelt wird, viel flacher verlaufen als beim Schütteln. Es kann dies nur auf Unhomogenität der Substanz im Prüfgefäss beruhen. Eine solche wäre ohne weiteres durch Ungleichheit der Temperatur erklärt, allein es würde sich wie man erkennt um relativ beträchtliche Unterschiede handeln, die im vorliegenden Falle ausgeschlossen sind, besonders, da ein Öl- und Luftbad angewendet wurde. Nun hat Traube in der vorhin genannten Abhandlung über den kritischen Zustand dieses Umstandes Erwähnung gethan, was ihn dann zur Aufstellung einer eigenen Hypothese führte. In der That zeigen die Versuche von Galitzine[1]) und anderen bereits, dass die Definition des kritischen Zustandes „gleiche Dichte von Dampf und Flüssigkeit" nicht ohne weiteres gültig ist, sondern von den Umständen abhängt: es kann gleiche Dichte herrschen, wenn man z. B. das Gefäss schüttelt, sie tritt aber bei ruhendem Gefäss erst allmählich ein. So zeigte sich auch bei der schwefligen Säure, dass der Widerstand unmessbar gross blieb, wenn man erhitzte, sofern sich die Elektroden im Dampfraum befanden; schüttelt man dann das Gefäss oberhalb des kritischen Punktes, so wird innerhalb einer gewissen Grenze *W* messbar, ein sicherer Beweis, dass im kritischen Zustand die Substanz nicht gleichmässig im Gefässe verteilt ist.

1) B. Galitzine, Wied. Ann. **50**, 521, 1893.

Aus den mitgeteilten Versuchen kann man folgende Schlüsse ziehen.

1. Der Widerstand von Lösungen und Lösungsmittel wächst von einer bestimmten unterhalb der kritischen liegenden Temperatur an kontinuierlich und scheint oberhalb derselben einen konstanten Wert anzunehmen; ob dies der von Traube[1]) bezeichnete „absolute Vergasungspunkt" ist, bedarf einer weiteren Untersuchung.

2. Auch die Änderung der Dielektrizitätskonstante erfolgt ohne Sprung vom flüssigen in den gasförmigen Zustand.

3. Die bei allen betrachteten Substanzen beobachteten eigentümlichen Änderungen bei der kritischen Temperatur lassen vermuten, dass dieselben allgemeiner Natur seien und vielleicht mit den kritischen Erscheinungen in engem Zusammenhange stehen.

4. Der kritische Zustand ist nicht gekennzeichnet durch Gleichheit der Dichte im Gas- und Flüssigkeitsraume, da diese von den Umständen abhängt, denn, wie in vorliegender und anderen Arbeiten bewiesen, ist vom kritischen Punkt an erst die Möglichkeit für gleiche Dichte gegeben.

1) J. Traube, l. c. S. 291.

Bonn, physikal. Institut der Universität Mai 1903.

(Eingegangen 15. Mai 1903.)

Eine merkwürdige Beobachtung mit Radium.

Von Ernst Dorn.

Zum Zwecke von Wägungen, über die ich demnächst zu berichten beabsichtige, hatte ich am 3. Dez. 1902 etwa 30 mg des stärksten Radiumbromides von Buchler & Co. in ein Röhrchen aus dem alkalifreien Jenaer Glase 477 III (Länge 6,0 cm, Durchmesser 0,46 cm, Wandstärke 0,3 mm) eingeschmolzen. Am 27. Mai 1903, also nach fast 6 Monaten, wollte ich das Röhrchen öffnen.

In dem Augenblicke, als das Glasmesser (eine angeschliffene Dreikantfeile) die Glasoberfläche nur eben geritzt hatte, wurde das

Glas von einem elektrischen Funken mit hörbarem Geräusch durchbrochen.

Der Funke machte sich auffällig bemerkbar, obwohl ich an dem hellen Sommernachmittage dicht am Fenster stand; das Geräusch war so laut, dass der mitten im Zimmer befindliche Institutsmechaniker glaubte, es habe eine Entladung eines kleinen Induktionsapparates stattgefunden. Dieser war aber gar nicht an die Batterie angeschlossen.

Die Erklärung der auffälligen Erscheinung ist die, dass die negativen Elektronen die Glaswand durchdringend sich entfernt haben, während die positiven im Innern der Röhre zurückgeblieben sind. Auf der Aussenwand der Röhre hat sich dann durch Oberflächenleitung oder aus der — durch die Strahlung des Radiums ionisierten — Luft positive Elektrizität angehäuft.

Da ich die Röhre in der linken Hand, das Metall des Glasmessers in der rechten hielt, war die Entladung ermöglicht; bemerkenswert bleibt es, dass die Potentialdifferenz einen zur Durchbrechung von wenigstens 0,2 mm Glas genügenden Wert erlangen konnte. Hierzu war auch eine vorzügliche Isolation des Glases erforderlich.

Halle, 27. Mai 1903.

(Eingegangen 29. Mai 1903.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die statistische Naturanschauung.[1]

Von J. D. van der Waals jr.

Sehr geehrte Versammlung!

Man hat die Welt oft als aus zwei verschiedenen Prinzipien bestehend aufgefasst. Diese zwei Prinzipien erfahren eine sehr verschiedenartige Wertschätzung: Hoch geschätzt wird das Vernunftprinzip, das die Ordnung, Regelmässigkeit und Harmonie im Weltall darstellt und sich in der materiellen Welt in den festen Regeln des Naturgeschehens äussert, das Gesetz der Kausalität. Das andere ist das Prinzip vom Gegebensein der Welt, das Prinzip, dem der Umstand zuzuschreiben ist, dass nun einmal eine Welt und ein Weltgeschehen besteht. Die Wertschätzung dieses Wirklichkeitsprinzips fällt nicht so günstig aus; gegenüber dem vernunftmässigen Prinzip nimmt sich dieses für uns unbegreifliche Bestehen aus wie etwas Unvernünftiges, Absurdes, ja es nimmt sogar die Form an von einer feindlichen, brutalen Macht, an die die Weltvernunft in ihrer Wirkung gebunden ist und durch die sie gestört und bekämpft wird.[2]

Es ist nicht meine Absicht, die Richtigkeit dieser metaphysischen Lehre zu erörtern. Ich will nur darauf hinweisen, dass der hier gemachte Gegensatz der von unserem Verstande bei unseren Bestrebungen, Naturerkenntnis zu gewinnen, erfüllten Doppelfunktion durchaus analog ist. Auch hierbei können wir nämlich unterscheiden zwischen dem Trachten nach Gewinnung von Einsicht in den Kausalzusammenhang der Erscheinungen, der Ätiologie, und der Untersuchung des in der Welt einmal Gegebenen. Für diese zweite Funktion ist mir kein Fachausdruck bekannt; ich will dafür das Wort Thesiologie gebrauchen.

In der Mechanik dürfte der Unterschied zwischen Ätiologie und Thesiologie am kürzesten folgendermassen anzugeben sein: Die Ätiologie giebt die geltenden Gesetze an, die sich etwa so formulieren lassen: wenn in der Natur ein System mit bestimmten Eigenschaften gegeben ist, dann wird dieses die und die bestimmte Bewegung ausführen. Die Thesiologie hingegen ist die Kenntnis der wirklich bestehenden Anfangszustände; ihr Inhalt lässt sich formulieren: „Es ist in der Natur gegeben, u. s. w."

Dass die Ätiologie zur Naturwissenschaft gehört, wird wohl jeder zugeben; es erübrigt sich, dies durch Beispiele näher zu erläutern. Viel eher dürfte es nötig sein, darauf hinzuweisen, dass sie nicht das ganze Gebiet der Naturwissenschaft ausfüllt und dass neben ihr noch Platz, wenn auch nur ein bescheidenerer Platz, übrig bleibt für die Thesiologie. Dies ist jedoch wirklich der Fall, und um uns davon zu überzeugen, haben wir nur auf die Fortschritte zu achten, welche die Astronomie durch Anwendung der Spektralanalyse gemacht hat. Dieselbe hat uns nämlich gelehrt: 1. dass auf den Sternen dieselben Stoffe vorhanden sind, die man auch auf Erde und Sonne antrifft, 2. dass die Sterne sich mit grösserer oder geringerer Geschwindigkeit nach der Erde zu bewegen oder sich von derselben entfernen; sie giebt uns sogar ein Mittel an die Hand, diese Geschwindigkeit zu bestimmen. Jeder Astronom wird zugeben, dass hierdurch unsere astronomische Kenntnis eine bedeutende Bereicherung erfahren hat; ausserdem liegt es jedoch auf der Hand, dass diese

1) Eröffnungsrede des Kollegs über theoretische Physik an der Universität Amsterdam, gehalten am 28. Januar 1903.

2) Der hier gemeinte Gegensatz ist eng verwandt mit dem aristotelischen Gegensatz von Form und Materie. Besonders habe ich jedoch den von Eduard von Hartmann formulierten Gegensatz im Auge, wie derselbe in Holland von Professor G. J. P. J. Bolland in seinen in „Het Wereldraadsel" mit aufgenommenen Artikeln über „De Wereldbeschouwing der Toekomst" dargelegt worden ist.

neuen Anschauungen nicht zu unserer ätiologischen, sondern zu unserer thesiologischen Kenntnis gehören. Auch was die Wertschätzung anbelangt, so entspricht die Unterscheidung zwischen ätiologischer und thesiologischer Kenntnis der zwischen Weltgesetz und Wirklichkeitsprinzip. Eine ätiologische Erklärung befriedigt unser Erklärungsbedürfnis, und einen je besseren Begriff wir von dem ursächlichen Zusammenhang der Erscheinungen gewonnen haben, die den Gegenstand einer Wissenschaft bilden, um so schöner und vollkommener kommt uns diese Wissenschaft vor. Thesiologische Kenntnis lässt uns hingegen unbefriedigt. Wenn wir von dem Vorhandensein einer Thatsache in der Natur Kenntnis genommen haben, so befriedigt dies uns nicht, solange wir nicht ergründet haben, infolge welcher Ursache es nun gerade so und nicht anders sein kann. Das einfache „Gegebensein" einer Thatsache kommt uns auch hier als etwas Unbegreifliches, Vernunftloses, Rohes vor, und die bei jeder ätiologischen Erklärung mit auftretenden thesiologischen Daten — denn wir können natürlich niemals eine Erscheinung ursächlich erklären, ohne von einer Anzahl Thatsachen auszugehen, die gegeben, aber nicht weiter ursächlich erklärt sind — werden von uns als ein sozusagen unverdaulicher Rest empfunden, der sich nicht in die harmonische, befriedigende Erklärung mit aufnehmen lässt. Deswegen wollen auch z. B. viele Chemiker nichts von einer grossen Anzahl von Elementen wissen, bei denen wir das Vorhandensein und die Eigenschaften, die sie besitzen, nur als gegeben konstatieren können, ohne dieselben weiter ableiten zu können. Sie nähren die Hoffnung, dass es uns gelingen wird, „Uratome" zu finden, aus denen die uns bekannten chemischen Atome aufgebaut sind, und dass es dann möglich sein wird, die Eigenschaften der verschiedenen Elemente ätiologisch zu erklären aus der Art, wie die Uratome im chemischen Element angeordnet sind und aus den Bewegungen, die sie darin ausführen können. Prinzipiell ist hierdurch natürlich nichts gewonnen. Der unerklärbare Rest bleibt bestehen, wenn er auch zurück gedrängt ist; die Existenz einer Art von Uratomen ist ebenso unerklärbar wie die von reichlich siebzig chemischen Atomen. Und doch würde eine derartige Erklärung uns als ein bedeutender Sieg vorkommen. Jedes Stück Boden, das vom Gebiet der Thesiologie nach dem der Ätiologie übergeht, verschafft unserem wissenschaftlichen Denken grosse Befriedigung.

Meiner Meinung nach ist diesem Umstande der grosse Zauber zuzuschreiben, den der Darwinismus auf so viele Gemüter ausgeübt hat. Früher hielt man nämlich die verschiedenen Tier- und Pflanzenarten für voneinander durchaus unabhängig existierend. Die Systematik wurde als eine thesiologische Wissenschaft angesehen. Freilich war die Systematik mehr als eine einfache Aufzählung der einzelnen Arten und wurden diese nach ihren mehr oder weniger entwickelten Organismen zu einer Art zusammenhängenden harmonischen Systems geordnet; aber diese Klassifizierung entlehnte zum grossen Teile ihren Wert der teleologischen Erklärung, die man dem Ganzen gab, und dort, wo die Teleologie als Erklärungsprinzip der Natur angegeben wurde, konnte auch die Klassifizierung als solche auf die Dauer dem wissenschaftlichen Denken keine Befriedigung verschaffen. Das grosse Werk Darwins ist es nun, den ganzen Boden der Systematik dem Gebiet des roh Gegebenen genommen und in das Gebiet des ursächlich Zusammenhängenden, Begreiflichen verpflanzt zu haben. War seine Theorie richtig, so brauchte man weiterhin sich nicht zufrieden zu geben mit der Klassifizierung der einzelnen Arten und Aufzählung ihrer Eigenschaften, sondern war in der Lage zu untersuchen, wie die verschiedenen Arten entstanden, ausgestorben und ineinander übergegangen sind, und dieses erscheint mir eine befriedigende Erklärung für die wunderbare Anziehungskraft, die Darwins Lehren für viele besitzen.

Eine nicht weniger prinzipielle Umwälzung im naturwissenschaftlichen Denken muss die Folge von Boltzmanns Ideen sein, wenn diese allgemeiner angenommen werden, und wenn diejenigen, die sie annehmen, ihre Konsequenzen besser begreifen werden, als dies bisher der Fall ist. Ausserdem wird diese Umwälzung ihren Einfluss auf ein viel ausgedehnteres Gebiet ausüben, als die Darwinsche. Hat Darwin gelehrt, dass eine Reihe von Erscheinungen, die man früher zur Thesiologie rechnete, eigentlich zur Ätiologie gehört, nämlich die Systematik von Tieren und Pflanzen, so folgt umgekehrt aus Boltzmanns Untersuchungen, dass eine viel grössere Gruppe von Erscheinungen, nämlich alle physikalischen Erscheinungen, die Regelmässigkeit, die wir aus ihnen wahrnehmen, nicht notwendigen kausalen Gesetzen zu verdanken haben, wie man dies früher meinte, sondern nur ihrer „Thesis". Wenigstens hat Boltzmann gezeigt, dass wir mit Bezug auf die materielle Natur zu dieser Schlussfolgerung kommen müssen, wenn wir annehmen: 1. dass die einfachen Bewegungsgesetze, die der Mechanik zu Grunde liegen, in der Natur allgemeine Geltung haben; 2. dass die Körper aus diskreten Teilchen (Molekülen) bestehen.[1])

---

1) Wollen wir derartige Betrachtungen auf die gesamte physikalische Natur, also auch auf elektrische und Lichterscheinungen ausdehnen, so müssen wir ausserdem annehmen, dass auch die elektrischen Ladungen der Körper aus diskreten Teilchen (den sogenannten Elektronen) bestehen.

Eigentlich liegt die hier angegebene Schlussfolgerung schon in den Untersuchungen vieler anderer Physiker enthalten, nämlich in denen aller derjenigen, die sich mit Betrachtungen beschäftigten, die man früher „kinetisch", gegenwärtig mit einem Ausdruck von allgemeinerer Bedeutung „statistisch" nennt. Doch ist Boltzmann der erste gewesen, der diesen Schluss wirklich gezogen hat. Aus diesem Grunde will ich auch die ganze neuere Auffassung von der Ursache der Regelmässigkeit der beobachteten Naturerscheinungen als „Boltzmannsche Theorie" bezeichnen.

Der Name „kinetisch" wurde dieser Theorie früher gegeben, weil sie die Wärme als eine Bewegung der Moleküle aufzufassen lehrte. Der gegenwärtig gebräuchlichere Name „statistisch" ist jedoch vorzuziehen, erstens einmal, weil er auch auf elektrische und Lichterscheinungen sich anwenden lässt, bei denen der Ausdruck „kinetisch" keine direkte Bedeutung haben würde; zweitens aber, weil die durch das Wort „statistisch" angedeutete Eigenschaft — dass wir nämlich nicht die Erscheinungen in allen Teilchen besonders untersuchen, sondern nur Mittelwerte, zu denen die Erscheinungen in der ganz bedeutenden Mehrzahl der Fälle Anlass geben werden — für die Theorie charakteristischer ist, als die mit dem Wort „kinetisch" bezeichnete Eigenschaft.

Die Grundlagen, auf denen die Boltzmannsche Theorie beruht, sind höchst einfach: Stellen wir uns ein Billard vor, auf dem sich ein Ball bewegt und nehmen wir an, dass der Ball keine Reibung erfährt und daher eine anfängliche Geschwindigkeit unverändert beibehalten wird. Wir meinen, keinen Grund zur Annahme zu haben, dass der Ball eher in einer bestimmten Richtung als in irgend einer anderen Richtung laufen wird. Im allgemeinen wird er dann nach längerer oder kürzerer Zeit auf alle vier Banden angeprallt sein. Es ist jedoch auch möglich, obwohl wir die Wahrscheinlichkeit dafür nur als gering ansehen müssen, dass die Geschwindigkeit des Balles gerade parallel der Langseite des Billards ist. Dann wird nur die Kurzseite durch den Ball getroffen und niemals die Langseite. Ob daher die verschiedenen Banden nacheinander, oder aber nur ein Bandenpaar getroffen wird, hängt von der gegebenen Anfangsrichtung des Balles, d. h. von der Thesis, ab.

Nun betrachtet man ein Gas, das z. B. in einen Würfel eingeschlossen ist, als bestehend aus einer grossen Anzahl von Molekülen, die im Raum herumfliegen und sich darin in allen möglichen Richtungen bewegen können. Der Druck, den das Gas ausübt, wird durch die Stösse der Moleküle gegen die Wand erklärt. Aber dann ist es klar, dass es hier von thesiologischen Daten abhängen wird, ob dieser Druck auf alle Wände gleichmässig verteilt ist, oder ob er auf einige von den Wänden stärker wirken und vielleicht sogar an einigen ganz fehlen wird.

Die Frage ist nun: Wie ist es zu erklären, dass bei allen Gasen, die wir beobachten, der Druck auf alle Wände gleichmässig ausgeübt wird? Da die augenblickliche Lage und die Anfangsgeschwindigkeit der Moleküle bei den verschiedenen Gasen nicht die gleiche sein wird, sollte es auch zu erwarten sein, dass die einzelner Gase ein verschiedenes Verhalten zeigten; und doch ist es möglich, Regeln anzugeben, die von allen Gasen befolgt werden. Eine Antwort auf diese Frage ist nicht schwierig. Bereits bei dem einen Ball sahen wir die Wahrscheinlichkeit, dass nur zwei Wände getroffen werden, als gering an. Aber damit wir bei einem Würfel mit Gas nur Druck auf Ober- und Unterfläche und nicht auf die Seitenwandungen beobachteten, dazu würde es nötig sein, dass nicht eine, sondern alle Millionen und aber Millionen Moleküle gerade eine Bewegung in vertikaler Richtung hätten, und dafür ist die Möglichkeit noch Millionen und aber Millionen mal geringer als im Falle eines einzelnen Balles. Aber dies würde noch nicht genügen: Nicht nur müssten die Moleküle sich einen einzigen Augenblick ausschliesslich in vertikaler Richtung bewegen; nein, sie müssten während einiger Zeit, wie diese für eine Beobachtung nötig ist, sich in dieser Richtung weiter bewegen. Alle von den Molekülen untereinander ausgeübten Stösse müssten daher so erfolgen, dass die Moleküle ihre vertikale Bewegung behielten und nicht zur Seite sprängen. In der That ist die Wahrscheinlichkeit für eine derartige Bewegung so ausserordentlich gering, dass wir mit Sicherheit annehmen können, niemals mit Gasen zu thun zu bekommen, die ein derartiges Verhalten zeigen.

Wenden wir derartige Betrachtungen auch auf andere physikalische Erscheinungen an, so gelangen wir zu folgenden Sätzen: Die beobachtete Regelmässigkeit[1]) im Naturgeschehen

1) Ich schreibe absichtlich stets „beobachtete Regelmässigkeit". Die Boltzmannsche Theorie lehrt uns nämlich einen Unterschied machen zwischen der Regelmässigkeit des Naturgeschehens, so wie diese beobachtet, und der Regelmässigkeit der Erscheinungen, so wie dieselbe nach dem Kausalitätsprinzip postuliert wird. Nach anderen Theorien war es nicht nötig, diesen Unterschied im Auge zu behalten, da man beides als identisch ansah. Nach Boltzmann jedoch ist dem durchaus nicht so; von seiner Theorie wird das Wirken der Kausalgesetze durchaus nicht geleugnet, ihre Gültigkeit wird nicht einmal auch nur im geringsten eingeschränkt. Es wird nur angenommen, dass sie sich in ihrer reinen Form — mit Ausnahme von einigen wenigen wahrnehmbaren Bewegungen, wie die Planetenbewegung — nur bei den Bewegungen der Moleküle zeigen, die so klein sind, dass wir sie nicht direkt wahrnehmen können. Bei den wahrgenommenen Erscheinungen hingegen zeigt diese postulierte Regelmässigkeit sich nicht in reiner Form, sondern nur im Zusammenhang mit den Wahrscheinlichkeitsregeln; und diese Regeln verändern

beruht nicht auf ätiologischen Gesetzen, sondern auf thesiologischen Daten; sie ist dadurch zu erklären, dass alle Erscheinungen, die nicht mit den Regeln übereinstimmen, zwar möglich, aber äusserst unwahrscheinlich sind.

Die hier gegebenen Anschauungen sind in der That so einfach, dass man sich darüber wundern könnte, dass man nicht früher zu den nunmehr zum ersten Male von Boltzmann entwickelten Schlussfolgerungen gelangt ist. Einerseits aber sind die hier gegebenen Anschauungen zwar äusserst einfach, man stösst jedoch auf grosse Schwierigkeiten, sobald man die experimentell gefundenen Naturgesetze (welchen Namen wir für die von der Natur befolgten Wahrscheinlichkeitsregeln beibehalten wollen) mit Hilfe von statistischen Betrachtungen abzuleiten versucht, und man kommt nur in vereinzelten Fällen recht weit, ohne Annahmen über die Art der Moleküle zu machen, wobei uns die Daten fehlen, um diese zu kontrollieren. Und dieser allzu hypothetische und schwierige Charakter hat es mit sich gebracht, dass die statistischen Betrachtungen niemals grosse Popularität gewonnen haben und dass sie vor allem gegenwärtig ausserordentlich viele Gegner zählen. Andrerseits ist die Wahrscheinlichkeit für Naturerscheinungen, die nicht mit den Gesetzen übereinstimmen, so äusserst gering, dass man leicht dazu kommen kann, es für ganz natürlich zu halten, dass diese Gesetze befolgt werden, und es als kleinliches Zeitverlieren anzusehen, wenn man sich mit der Möglichkeit eines anderen Verlaufes einer Erscheinung beschäftigen wollte. Es war daher auch eine besondere Gelegenheit erforderlich, durch die man dazu gezwungen wurde, die der statistischen Theorie zu Grunde liegenden Prinzipien genauer zu untersuchen.

Eine derartige Gelegenheit bot sich in der That in dem Gegensatze, der besteht zwischen dem Umstande, dass die Mechanik alle Bewegungen als umkehrbar ansieht, während die Physik lehrt, dass alle physikalischen Erscheinungen nicht umkehrbar sind. Das Folgende möge zur Veranschaulichung dieses Gegensatzes dienen: Werfen wir im Vakuum von einem Punkte A aus einen Stein mit einer Geschwindigkeit von 9,812 m senkrecht nach oben; dann wird er eine verzögerte Bewegung ausführen. Nach einer Sekunde hat der Stein seinen höchsten Punkt F erreicht, der in diesem Falle 4,906 m oberhalb des Punktes A liegt, und darauf fängt der Stein wieder zu fallen an. Die abwärts gehende Bewegung ist nun der aufsteigenden durchaus gleich; derselbe Weg wird dabei durchlaufen, und zwar auch in derselben Zeit: der Weg von F nach A wird auch bei der abwärts gehenden Bewegung genau eine Sekunde erfordern, nur werden die Wege natürlich in entgegengesetzter Richtung durchlaufen. Auch die Geschwindigkeiten werden bei beiden Bewegungen die gleichen sein, nur sind sie natürlich entgegengesetzt gerichtet. Der Stein, der mit einer Geschwindigkeit von 9,812 m nach oben geworfen worden ist, wird, wenn er bei seiner abwärts gehenden Bewegung im Punkte A wieder angekommen ist, auch wieder dieselbe Geschwindigkeit von 9,812 m erreicht haben, die aber diesmal nach unten gerichtet ist.

ihren Charakter so sehr, dass sie aus den kausal bestimmten umkehrbaren Bewegungen die nichtumkehrbaren Prozesse, so wie wir dieselben in der Natur wahrnehmen, zum Vorschein bringen.

Zwei derartige Bewegungen, bei denen dieselben Wege in denselben Zeiten und mit denselben Geschwindigkeiten, aber in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden, nennen wir reziproke Bewegungen, und diejenigen Bewegungen, deren reziproke Bewegungen mechanisch möglich sind, nennen wir umkehrbar. Ebenso wie die hier besprochene Bewegung des geworfenen Steines sind alle in der Mechanik behandelten Bewegungen umkehrbar.

Einigermassen verschieden ist hiervon jedoch die Bewegung eines Steines, der in der Luft vom Punkte A aus mit einer Geschwindigkeit von 9,812 m nach oben geworfen wird. Der Widerstand der Luft bewirkt dann, dass die Höhe von 4,806 m diesmal nicht erreicht wird. Der abwärts gehende Stein wird nun, wenn er nach A zurückgekehrt ist, eine geringere Geschwindigkeit als 9,812 m besitzen, und zwar aus zwei Gründen: erstens einmal, weil er aus geringerer Höhe fällt, zweitens aber, weil er auch noch während des Falles Widerstand von seiten der Luft erfahren hat. In diesem Falle sind die Geschwindigkeiten für die aufwärts und für die abwärts gehende Bewegung also nicht gleich und sind die Bewegungen nicht zu einander reziprok. Ein noch deutlicheres Beispiel einer nicht umkehrbaren Bewegung finden wir in einem Steine, den wir über ein Eisfeld werfen. Der Stein wird ein Stück über das Eis hingleiten, aber allmählich wird die Geschwindigkeit doch abnehmen, und schliesslich wird der Stein zur Ruhe kommen. Die Umkehrung dieser Bewegung würden wir beobachten, wenn wir einen auf einem ebenen Eisfeld liegenden Stein auf diesem in Bewegung kommen, mit immer grösserer Geschwindigkeit über das Eis fortgleiten und schliesslich in unsere Hand gelangen sähen. Ebenso wie die hier betrachteten Bewegungen sind fast alle Erscheinungen, die wir in der Natur wahrnehmen und bei denen fast stets Widerstände oder Reibungen im Spiele sind, nicht umkehrbar.

So wie die Frage hier formuliert ist, bietet sie noch keine grossen Schwierigkeiten. Wir sahen, dass es Erscheinungen giebt — die Be-

wegung eines Steines im Vakuum — die zur Mechanik gehören und umkehrbar sind, und andere — die Bewegung eines Steines in der widerstandbietenden Luft oder über eine Eisfläche — die zur Physik gehören und nicht umkehrbar sind. So hat man die Sache auch wirklich lange Zeit angesehen, und hierin liegt durchaus keine Schwierigkeit. Wohl sah man bereits damals vielfach es als das Ziel der Naturwissenschaft an, die Natur auf mechanischem Wege zu erklären, aber dieses Ziel stand als fernliegendes Ideal da, und man begnügte sich vorläufig mit der Beschreibung der Erscheinungen, so wie man diese wahrnahm.

Gegen die Mitte des neunzehnten Jahrhunderts machte die mechanische Naturerklärung aber einen bedeutenden Schritt vorwärts, dadurch, dass man die Wärmeerscheinungen nicht mehr einem besonderen Wärmestoff zuschrieb, sondern sie als Folge einer unregelmässigen Bewegung der Moleküle, aus denen die Körper bestehen, auffassen lernte.

Bei dem Stein, dessen Bewegung gedämpft wird durch den Widerstand der Luft oder die Reibung des Eises, über die er hingleitet, entsteht Wärme. Diese Erscheinung lernte man so auffassen, dass der Stein gegen die Moleküle der Luft und des Eises anprallt und diesen einen Teil seiner Bewegungsenergie überträgt, so dass seine eigene Geschwindigkeit abnimmt. Nach dieser Auffassung giebt man also eine sehr rohe und unvollkommene Beschreibung der Erscheinung, wenn man sagt, dass sowohl der Stein als die Luft und das Eis erwärmt werden; selbst wenn man noch vollständig den Wärmegrad angiebt, auf den jeder dieser Körper gelangt. Vollständig erklärt man die Erscheinung nur, wenn man die Bewegung eines jeden Moleküls im einzelnen untersucht. Aber dann werden die Moleküle als Körper betrachtet, auf die die Gesetze der Mechanik Anwendung finden und deren Bewegung daher umkehrbar ist. Nach den Prinzipien der Mechanik muss man daher auch die Bewegung eines Steines durch die Luft und über das Eis als einen umkehrbaren Prozess ansehen und muss man annehmen, dass es nicht mit den Gesetzen der Natur im Widerspruch steht, wenn man einen still auf einer Eisfläche liegenden Stein sich in einem gegebenen Augenblick hierauf in Bewegung setzen und über das Eis hingleiten sieht. Eine derartige Bewegung würde dann dadurch erklärt werden müssen, dass das Zusammenprallen der Moleküle, die den sich bewegenden Stein zur Ruhe bringen und seine vorwärtsschreitende Bewegung in unregelmässige, für uns unsichtbare, Wärmebewegung umsetzen können, ebensogut im stande sind, wenn sie in entgegengesetzter Richtung stattfinden, aus der unregelmässigen Wärmebewegung die fortschreitende Bewegung des Steines zu erzeugen.

Und dasselbe gilt von allen Erscheinungen. Die mechanischen Gesetze sind im stande, die Bewegung der Körper vollständig zu bestimmen. Sind sie daher in der Natur allgemein gültig, so werden alle Bewegungen vollständig durch sie bestimmt, so dass für andere Naturgesetze kein Platz übrig bleibt. Sind die mechanischen Gesetze also allgemein gültig, so sind sie auch die einzigen Naturgesetze und müssen wir daher alle Naturerscheinungen als umkehrbar ansehen.

Wir sehen also, dass wir grossen Schwierigkeiten begegnen, sobald wir allen Ernstes an eine mechanische Erklärung der Natur gehen: wir müssen dann Bewegungen als umkehrbar ansehen, deren reziproke im schroffsten Gegensatz zu dem steht, was wir stets in der Natur geschehen sehen. Diese Schwierigkeiten würden uns veranlassen, sofort die mechanische Naturerklärung aufzugeben, wenn nicht Boltzmann gezeigt hätte, dass der Widerspruch nur scheinbar besteht und dass in der That die Meinung, dass die mechanischen Gesetze allgemein gültig sind, im Verein mit der Annahme, dass die Stoffe aus Molekülen bestehen, es mit sich bringt, dass die Naturerscheinungen, obwohl dieselben, genau genommen, umkehrbar sind, sich uns als nicht umkehrbar darstellen, d. h. dass wir sie stets in demselben Sinne verlaufen sehen.

Was wir preisgeben würden, wenn wir von einer mechanischen Naturerklärung absehen wollten, würde in der That nicht gering sein. Wir würden die Mechanik nicht mehr als eine Wissenschaft ansehen können, die die Bewegung aller Körper im Raume richtig wiedergiebt, sondern als eine Wissenschaft, die sich ausschliesslich mit der Behandlung idealer Fälle beschäftigt, denen einige Erscheinungen in der Natur, nämlich diejenigen, bei denen nur geringe Reibungen im Spiele sind, mehr oder weniger nahe kommen, die sich aber auf keine einzige oder höchstens auf sehr vereinzelte Erscheinungen direkt anwenden lassen. Die Folge hiervon würde sein, dass wir anstatt die Natur als von einer geringen Anzahl mechanisch einfacher Gesetze beherrscht anzusehen, aus denen die wahrgenommenen Naturgesetze sich ableiten liessen, eine unnennbar grosse Anzahl von unabhängigen Naturgesetzen würden annehmen müssen. Jede Erscheinung würde dann ein besonderes Gesetz erfordern, von dem wir nicht nachweisen könnten, dass es in direktem Zusammenhang mit den Gesetzen für andere Erscheinungen stünde. Nur die mechanische Naturanschauung ist im stande, eine Erklärung der verschiedenen Naturgesetze aus einem gemeinschaftlichen Prinzip zu geben. Nur bei der

mechanischen Erklärung können wir die Natur als Einheit auffassen.[1]) Und diese Vorteile kommen mir so gewichtig vor, dass sie den Nachteil, dass durch die Boltzmannsche Theorie das Gebiet der Thesiologie bedeutend ausgedehnt wird, weit überwiegen, und dass wir die mechanische Naturerklärung in keinem Falle aufgeben dürfen, solange sie sich nicht als zweifellos unzureichend zu einer Erklärung der Naturerscheinungen erwiesen hat. Und dies ist bisher durchaus noch nicht der Fall; im Gegenteil haben bereits eine Menge von Erscheinungen der Natur eine mechanische Erklärung gefunden, und seit Boltzmann erwiesen hat, dass auch die nicht umkehrbaren Prozesse durch mechanische Gesetze erklärt werden können, scheint uns nichts an der Annahme zu verhindern, dass diese Gesetze den ganzen Naturverlauf beherrschen.

Schon früher hatten verschiedene Physiker, von denen Clausius und Helmholtz zu den bedeutendsten gehören, einen Versuch gemacht, rein mechanische Systeme auszudenken, deren Bewegung übereinstimmte mit den Gesetzen, die in der mit Thermodynamik bezeichneten Abteilung der Physik für Systeme gegeben werden, bei denen Wärmemengen und andere Energieformen ineinander übergehen. Nicht genügend achtend auf den Gegensatz zwischen der Umkehrbarkeit der mechanischen und der Nichtumkehrbarkeit der thermodyamischen Erscheinungen, meinten sie, Identität zwischen den mechanischen und thermodynamischen Gesetzen beweisen zu können. Obwohl sie bei diesen Bestrebungen wichtige Analogien gefunden haben, muss man dieselben doch als erfolglos ansehen. Boltzmann war der erste, der einsah, dass es nicht möglich sein würde, eine mechanische Erklärung von den umkehrbaren Prozessen zu geben, ohne etwas anderes, nämlich die Wahrscheinlichkeitsrechnung, zur Hilfe heranzuziehen. Er hat gezeigt, dass es trotz des scheinbaren Widerspruches wirklich möglich sein würde, anzunehmen, dass die mechanischen Gesetze auch bei den physikalischen, nicht umkehrbaren, Prozessen erfüllt sind, dadurch dass wir annehmen, dass die reziproken Bewegungen zu den Bewegungen dieser Prozesse, z. B. die eines Steines, der auf der Eisfläche „von selbst" in Bewegung kommt, nicht mit den Naturgesetzen im Widerspruch stehen, sondern nur deswegen nicht wahrgenommen werden, weil sie so ausserordentlich „unwahrscheinliche" Bewegungen darstellen.

Doch ist auf diesem Gebiete noch recht viel zu thun übrig. Boltzmann ist es nur in einigen abstrakten Fällen geglückt, darzuthun, dass nichtumkehrbare Prozesse durch statistisch-mechanische Betrachtungen erklärt werden können. Uns bleibt die Aufgabe, derartige Betrachtungen auf Systeme anzuwenden, die genauer die in der Natur vorkommenden Körper wiedergeben, und daraus die in der Natur herrschenden Gesetze abzuleiten. Diese Aufgabe ist freilich durchaus nicht einfach, und es wird noch geraume Zeit verstreichen, bevor wir hierbei auch nur mit einiger Annäherung unser Ziel erreicht haben. Die von Boltzmann selbst und nun kürzlich von Gibbs benutzten Methoden können bei diesen Bemühungen sicherlich unschätzbare Dienste leisten.

Das eben Ausgeführte muss jedoch in einem Punkte noch näher erläutert werden. Ich habe gesagt, dass der Mechanik zufolge alle Bewegungen umkehrbar und nach der Physik nichtumkehrbar sind. Dies ist jedoch nach der traditionellen Einteilung nicht der Fall. Mir kommt nun aber die traditionelle Einteilung recht willkürlich vor. So rechnet man die Bewegung von zwei Kugeln unter dem Einfluss von ihrem beiderseitigen Schwerkraftsfeld zu den mechanischen, die Bewegung von zwei elektrisch geladenen leitenden Kugeln unter der Einwirkung der elektrischen Kräfte, die sie aufeinander ausüben, zu den physikalischen Problemen. Ich bezweifle es, ob eine rationelle Verteidigung dieser Einteilung zu geben möglich ist; in jedem Falle kommt es mir vor, dass wir eine viel prinzipiellere Scheidung zwischen den beiden Wissenschaften erhalten, wenn wir dieselben folgendermassen definieren: Die Mechanik ist die Wissenschaft der von rein ursächlichen Gesetzen heherrschten Naturerscheinungen; die Physik die von den Erscheinungen, die wir an Körpern, die aus vielen Molekülen bestehen, wahrnehmen und bei denen infolgedessen sich Wahrscheinlichkeitsregeln mit ihrem Einfluss geltend machen. Wenn wir diese Definition befolgen, so können wir mit Grund die Erklärung geben, dass mechanische Erscheinungen umkehrbar, physikalische hingegen nichtumkehrbar sind.

Damit diese Definition gültig sein soll, muss man jedoch an die Mechanik eine Abteilung anfügen, in der die umkehrbaren elektromagnetischen Erscheinungen behandelt werden. Die

1) Ich will hiermit nicht sagen, dass wir von vornherein behaupten könnten, dass die mechanische Erklärung die einzige mögliche ist, bei der die Naturgesetze auf ein allgemeines Prinzip zurückgeführt werden, sondern dass bisher noch keine andere gegeben worden ist, bei der dies der Fall ist. Es könnte scheinen, dass jede physikalische Theorie, die von den beiden Gesetzen ausgeht: die Energie ist konstant, und die Entropie strebt nach einem Maximum, in diesen Gesetzen ein einfaches gemeinschaftliches Erklärungsprinzip besitzt, und dass die Energetik, die gegenwärtig vor allem in Deutschland viele Anhänger findet, die Natur als Einheit auffasst, ebenso wie die mechanische Theorie. Aber dem ist eigentlich nicht so: Um das Entropiegesetz anzuwenden, muss man wissen, wie gross die Entropie in jedem Falle ist, und während die Energetik durchaus kein Mittel an die Hand giebt, um die Entropiemenge zu bestimmen und dafür also bei jeder Erscheinung ein besonderes Gesetzchen verlangt, erlaubt die mechanische Theorie, diese Entropiemenge aus einem allgemeinen Prinzip abzuleiten.

Maxwellschen Gesetze bilden die Grundlage dieser Abteilung der Mechanik, und der Hertzsche Vibrator stellt eines der wichtigsten von den darin behandelten Problemen dar, von denen nunmehr die Lösung bereits gegeben ist. Wir würden diesen Zweig der Mechanik Elektromechanik oder, wenn man die eventuell dabei vorkommenden anderen Äthererscheinungen berücksichtigen wollte, Äthermechanik nennen können.

Es kommt mir vor, als ob man folgende Einteilung der Arbeit, welche die Physiker gegenwärtig zu verrichten haben, geben könnte:

1. Die Physik im engeren Sinn: das Studium der in der Natur vorkommenden Erscheinungen, was entweder mehr experimentell oder mehr theoretisch geschehen kann.

2. Die mechanische Erklärung der in der Natur vorkommenden Erscheinungen. Diese Abteilung zerfällt wieder in zwei Unterabteilungen: Die erste Unterabteilung umfasst das Studium der mechanischen Probleme als solche; die zweite ist die statistische Unterabteilung; diese macht es sich zur Aufgabe, zu untersuchen, wie aus rein mechanischen Vorgängen im Verein mit den Wahrscheinlichkeitsgesetzen die nichtumkehrbaren Naturvorgänge entstehen.

Meine Herren Studenten der Mathematik und Physik an dieser Universität!

An dieser Hochschule wird Unterricht sowohl in der experimentellen als in der theoretischen Physik ertheilt. Auch die Mechanik wird Ihnen gelehrt, u. zw. sowohl die traditionelle „theoretische Mechanik", die in Mechanikkollegien behandelt wird, als auch die elektromagnetischen Erscheinungen, die wir zur „Äthermechanik" rechnen müssen, und deren Lehre in den theoretisch-physikalischen Kollegien über Elektrizität und Magnetismus auseinander gesetzt wird. Die statistischen Betrachtungen aber, die ein natürliches Zwischenglied bilden zwischen den mechanischen und physikalischen Theorien, kommen in Ihren Kollegien nicht oder nur sehr flüchtig zur Sprache. Ich will mich bemühen, diese Lücke auszufüllen und diese Betrachtungen speziell zum Gegenstand der Besprechung bei meinem Unterricht zu wählen. Mein ernstlicher Wunsch ist es, dass es mir gelingen möge, Ihnen beim Erlangen von Kenntnissen in diesem Kapitel der Physik behilflich zu sein.

(Aus dem Holländischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Neue Modelle zur Lehre von den Raumkurven und zur Kreiseltheorie.

In dem Verlage Martin Schilling zu Halle a. S. sind kürzlich zwei neue, in theoretischer Hinsicht wertvolle Serien von Modellen erschienen, die sich auch durch eine neue Art der Ausführung auszeichnen.

Die erste Serie umfasst 6 Modelle zur Theorie der kubischen Raumkurve und ihrer Anwendung in der physiologischen Optik und ist auf Veranlassung von Herrn Klein und unter thätiger Mitwirkung des Referenten von Herrn W. Ludwig in Breslau ausgeführt worden. Die Modelle 1—4 veranschaulichen zunächst die vier Typen, die man bei der kubischen Raumkurve je nach ihrem Verhalten zur unendlich fernen Ebene unterscheidet, nämlich:

1. Die kubische Ellipse mit einem reellen unendlich fernen Punkt.

2. Die kubische Hyperbel mit drei getrennten reellen unendlich fernen Punkten (Fig. 1).

3. Die kubische parabolische Hyperbel, welche die unendlich ferne Ebene in einem reellen Punkt berührt und in einem zweiten schneidet.

4. Die kubische Parabel, welche mit der unendlich fernen Ebene drei einander unendlich nahe Punkte gemeinsam, sie also zur Schmiegungsebene hat.

Jede dieser 4 Kurven ist auf dem Cylinder 2. Ordnung dargestellt, der die Kurve von einem ihrer unendlich fernen Punkte aus projiziert. Die Cylinder sind aus durchsichtigem Celluloid hergestellt, so dass man nicht nur in jeder Stellung des einzelnen Modells den ganzen Verlauf der Kurve mit einem Blick erkennen, sondern auch manche Eigenschaften der als ihre Projektion auftretenden ebenen Kurve leicht studieren kann, z. B. den Übergang vom eigentlichen Doppelpunkt zum Rückkehrpunkt und isolierten Doppelpunkt.

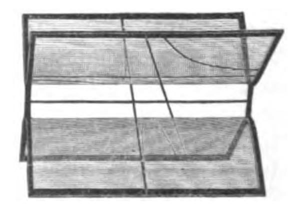


Fig. 1.



Das Modell 5 (Fig. 2) zeigt die abwickelbare Fläche der Tangenten der im ersten Modell dargestellten kubischen Ellipse, begrenzt durch ihre Schnittkurven mit vier passend gewählten Ebenen, und besteht dementsprechend aus Seidenfäden, die in einem Metallrahmen eingespannt sind.

Diese fünf Modelle veranschaulichen nicht nur die projektiven und metrischen Eigen-

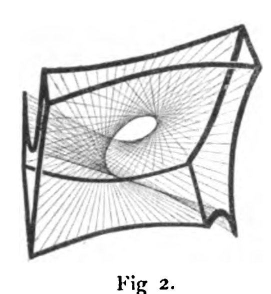


Fig 2.

schaften der Raumkurve 3. Ordnung selbst, sondern bieten wegen ihrer leichten Übersichtlichkeit auch Beispiele zur Erläuterung der allgemeinen geometrischen Eigenschaften der doppelt gekrümmten Kurven überhaupt.

Das Modell 6 dieser Serie (Fig. 3) endlich ist der Bedeutung der kubischen Raumkurve in der physiologischen Optik gewidmet. Der Ort der bei einer bestimmten Augenstellung einfach gesehenen Punkte des Raumes, der zu dieser Augenstellung gehörige Horopter, ist bekanntlich eine kubische Raumkurve und zwar eine symmetrische kubische Ellipse, die auf einem Kreiscylinder liegt.

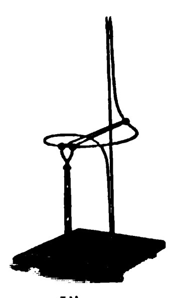


Fig. 3.

Diese Verhältnisse werden durch das Modell vollständig veranschaulicht, das die verkleinerte Darstellung eines wirklichen Falles mit allen Einzelheiten wiedergiebt; man erkennt die beiden Augen, den fixierten Raumpunkt, die Blicklinien, die Median- und Frontalebenen des Kopfes u. s. w., vor allem natürlich die Horopterkurve selbst mit ihrer Asymptote und Symmetrieachse.

Die den Modellen beigegebene Abhandlung entwickelt im ersten Teil die Hauptsätze der Theorie der kubischen Raumkurve, um auf Grund derselben im zweiten Teil ausführlich auf die mathematische Theorie der Horopterkurve einzugehen.

Die zweite Serie, von Herrn H. Grassmann in Halle a. S. konstruiert, bezieht sich auf die Kreiseltheorie, und veranschaulicht in drei Modellen die Drehung eines kraftfreien starren Körpers um einen festen Punkt.

Eine jede Bewegung eines starren Körpers um einen festen Punkt lässt sich nach Poinsot zunächst in geometrischer Hinsicht durch das Abrollen einer mit dem Körper fest verbundenen Kegelfläche, des Polhodiekegels, auf einer zweiten im Raume festliegenden Kegelfläche, dem Herpolhodiekegel, veranschaulichen.

Um indes auch ein Bild von dem zeitlichen Verlaufe der Bewegung zu erhalten, trägt man noch vom Drehpunkte aus auf jeder Erzeugenden der beiden Kegel in richtigem Sinne je eine die Winkelgeschwindigkeit darstellende Strecke

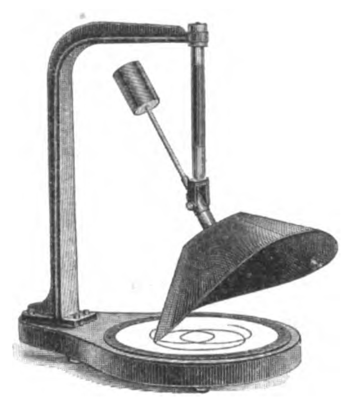


Fig. 4.

ab, deren Endpunkte als geometrischen Ort auf dem Polhodiekegel die „Polhodiekurve" oder „Polhodie" auf dem Herpolhodiekegel die „Herpolhodiekurve" oder „Herpolhodie" besitzt. Beide Kurven wickeln sich dann ebenfalls bei der Bewegung des starren Körpers aufeinander ab.

Der Fall, dass äussere Kräfte nicht wirken, zeigt nun die Besonderheit, dass einmal der Polhodiekegel von der zweiten Ordnung ist und also leicht modelliert werden kann, zweitens die Herpolhodiekurve eine ebene Kurve ist, die in der „Herpolhodieebene" liegt. Auf die Modellierung des Herpolhodiekegels kann man daher verzichten, wenn man den Polhodiekegel längs der Polhodiekurve abschneidet und dann den Kegel mit seiner Randkurve unter Ausschluss des Gleitens auf der Herpolhodieebene abrollen lässt. Dieses Verfahren ist bei den Modellen zu Grunde gelegt.

Im einzelnen ergeben sich drei verschiedene Bewegungsformen: Wenn nämlich erstens der Polhodiekegel die Achse des kleinsten Trägheitsmomentes umschliesst, erfolgt sein Abrollen auf dem Herpolhodiekegel epicykloidisch, das

heisst, die beiden Kegel kehren sich längs ihrer Berührungslinie dauernd ihre konvexe Seite zu (Modell 1).

Wenn zweitens der Polhodiekegel die Achse des grössten Trägheitsmomentes umschliesst, so ist sein Abrollen pericykloidisch, das heisst, er umschliesst auch den Herpolhodiekegel längs seiner Berührungslinie mit ihm (Modell 2). Fig. 4.

Der dritte Fall ist der Übergangsfall, in welchem der Polhodiekegel in ein (reelles) Ebenenpaar ausgeartet ist (Modell 3).

Die geschilderte Konstruktion der Modelle bietet noch den Vorteil, die Herpolhodiekurve leicht auf einem Papierblatt verzeichnen zu können, so dass die Modelle zugleich als „Herpolhodiezirkel" dienen. Befestigt man nämlich ein Papierblatt mit einem Stück aufgelegten Blaupapiers auf der Fussplatte der Modelle, so ruft der Polhodiekegel bei seiner Abwicklung die Herpolhodiekurve mit hinreichender Deutlichkeit auf dem Papierblatt hervor.

Auch diesen Modellen wird zur näheren Erläuterung eine ausführliche Abhandlung beigegeben. Fr. Schilling.[1])

1) Die vorstehende Besprechung ist gleichartig in dem Jahresbericht der deutschen Mathematiker-Vereinigung erschienen.

(Eingegangen 7. August 1902.)

K. T. Fischer, Neuere Versuche zur Mechanik der festen und flüssigen Körper. Mit einem Anhang über das absolute Masssystem. Ein Beitrag zur Methodik des physikalischen Unterrichts. V u. 68 S. mit Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. M. 2.—.

Verf. wendet sich in der Einleitung gegen den im physikalischen Unterricht noch vielfach herrschenden Dogmatismus, gemäss dem die Gesetze der physikalischen Erscheinungen als etwas von vornherein Gegebenes dem Schüler eingelernt würden, um dann bestenfalls hinterher durch einen Versuch „bewiesen" zu werden.

In der hier gebotenen kurzen Zusammenstellung von Versuchen zur Mechanik, die aus einer vor einigen Jahren vom Verf. gehaltenen Vorlesung über physikalische Grundbegriffe entstanden ist, wird an der Hand einer Reihe sehr geschickt ausgewählter Versuche gezeigt, wie es möglich ist, die Grundbegriffe der Mechanik auf Grund der Versuche anschaulich zu entwickeln. Die Versuche und Apparate sind dabei durchweg so genau beschrieben oder abgebildet, dass eine Wiederholung ohne Schwierigkeit möglich ist. Ein grosser Teil der Versuche ist ganz neu, ein anderer besteht aus bereits bekannten, aber unverdientermassen fast vergessenen Vorlesungsversuchen. Die Konstruktionen sind fast durchweg so gehalten, dass auch der Leiter eines nur schwach dotierten Schullaboratoriums mit Hilfe des Tischlers oder Klempners sich die Apparate herstellen kann.

Wenn allerdings Verf. meint, dass das Büchlein event. als Leitfaden für den Unterricht in den höheren Klassen dienen könne, so scheint das doch wohl nur bezüglich der Anwendung seitens des Lehrers, nicht aber seitens des Schülers richtig zu sein. Die Ausführungen über den „Trägheitswiderstand" auf S. 35 und 36 scheinen dem Ref. etwas korrekturbedürftig. In dem Anhang über das absolute Masssystem wird mit Recht auf die Bedeutung der Dimension der Konstanten K (Dielektrizitäts-) und μ (Magnetisierungskonstante) hingewiesen.

W. Kaufmann.

(Eingegangen 2. März 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Privatdozent Dr. Hans Kreis in Basel zum a. o. Professor für Chemie, der bisherige Chefingenieur der Gesellschaft für elektrische Industrie in Genf, Jean Landry, als a. o. Professor für elektromechanische Konstruktion an der Universität Lausanne, der Mathematiker, frühere Privatdozent an der Königsberger Universität, Dr. phil. Johannes Rahts als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter beim städtischen Statistischen Amt in Berlin, und am chemischen Institut der Universität Bonn Dr. Otto Schmidt zum Vorlesungsassistenten, Dr. Albert Gronover zum Assistenten für Nahrungsmittelchemie und Dr. Wilhelm Walter zum Unterrichtsassistenten für analytische Chemie. Der a. o. Professor für Mathematik an der Universität Bern Dr. phil. E. Ott zum o. Professor und für die ordentliche Professur für Mathematik an der Mc. Gill Universität in Montreal Professor I. Harkness.

Der Oberlehrer für Physik an der Oberrealschule a. D. Uhlenhorst in Hamburg E. Grimsehl erhielt vom Hamburger Senat den Professorentitel.

Zu Ehrenmitgliedern bezw. korrespondierenden Mitgliedern an der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien wurden gewählt: Dr. Anton Wassmuth, Professor der theoretischen Physik an der Universität Graz, Dr. I. H. van t'Hoff, Professor der Chemie an der Universität Berlin, Sir William Ramsay, Professor der Chemie an der Universität London, Wirklicher Geheimer Rat Dr. Georg v. Neumayer, emeritierter Direktor der deutschen Sternwarte in Hamburg.

Der Direktor des chemischen Laboratoriums der Universität Königsberg, Professor Dr. W. Lossen wird mit Ablauf des Sommersemesters in den Ruhestand treten.

Gestorben der Rektor der Universität Parma, Professor der Mathematik St. Vecchi am 23. Mai und der ordentliche Honorarprofessor der Physik an der Pharmazeutischen Schule der Universität Rom Dr. Philipp Keller im Alter von 77 Jahren.

Berichtigungen.

In der Arbeit des Herrn v. Lieben: Zur Polarisation der Röntgenstrahlen, Heft 16, S. 469—472, soll es Seite 471, Spalte II Zeile 2 v. u., sowie Seite 472 Spalte I Zeile 4 v. o. und Zeile 24 v. u. statt „70°" 90°, in der Tabelle II, 5. Kolumne und Tabelle III, 4. Kolumne statt „0,5 v" 0,7 v heissen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 19. 1. Juli 1903. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 20 am 8. Juli 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein Unterschied im Verhalten von rotem und von gelbem Quecksilberoxyd.

Von W. Müller-Erzbach.

In einer Abhandlung von Karl Schick[1]) über die Eigenschaften der beiden Quecksilberoxyde sind zunächst die vorliegenden Beobachtungen über ihr elektromotorisches Verhalten zusammengestellt. Nach allen Bestimmungen ist zwar die Energie des gelben Oxyds etwas grösser gefunden als die des roten, aber der von Glazebrook und Skinner früher zu 7 Millivolt angegebene Unterschied besitzt nach der späteren Untersuchung von E. Cohen nur den viel geringeren Wert von 0,685 Millivolt.

Die Löslichkeit beider Oxyde in Wasser hat Schick selbst mit aller Sorgfalt untersucht und dabei gefunden, dass in einem Liter Wasser bei 100^0 vom gelben Oxyd 0,41 g, vom roten 0,379 g, bei 25^0 0,0518 des gelben und 0,051 g des roten gelöst wurden.

Nach dem Ergebnisse seiner Versuche erklärt sich Schick für die Annahme von Ostwald, dass das rote Oxyd nur durch die Korngrösse sich von dem gelben unterscheidet und dass es ihm durch Zerreiben mehr und mehr gleich wird.

Eine ähnliche Ansicht hat bekanntlich Gay-Lussac[2]) Pelouze gegenüber vertreten. Letzterer hatte beobachtet, dass das gelbe Quecksilberoxyd, nach ihm das amorphe, in der Hitze sich leichter zersetzt als die krystallinische rote Modifikation. Auch fand er das erstere durch Chlor ungleich leichter angreifbar, schränkte aber diese Abweichung später dahin ein, dass sie bei der Einwirkung unter Wasser nicht vorhanden wäre. Gay-Lussac bestätigte die Wahrnehmung von Pelouze, dass das gelbe Oxyd bei gleichhoher Temperatur mehr Sauerstoff entwickelt, aber der Unterschied blieb nur gering, wenn das durch Erhitzen an der Luft erzeugte Oxyd vor dem Versuche fein gepulvert wurde. Ausserdem zeigte sich der Anfang und das Ende der Abscheidung des Sauerstoffes bei beiden Oxyden an dieselben Temperaturen gebunden.

1) Zeitschr. phys. Chem. **42**, 155, 1902.
2) Compt. rend. **16**, 309.

Demgegenüber sehe ich mich veranlasst, auf ältere Versuche von mir über die Reduktion der beiden Oxyde durch Wasserstoff zu verweisen.[1]) Die niedrigste zu solchen Reduktionen erforderliche Temperatur ist zwar äusserst schwer und mit absoluter Genauigkeit wohl gar nicht festzustellen. Ich erhielt mehrfach Temperaturen, die wesentlich niedriger lagen als die von früheren und von namhaften Beobachtern angegebenen, aber bei unveränderter Beobachtungsweise zeigen sich doch im Verlaufe der vorsichtig ausgeführten Versuche die Verschiedenheiten der Sauerstoffbindung mit voller Deutlichkeit. Das aus Platinoxyd-Natron hergestellte Oxyd des Platins wird durch Wasserstoff leicht bei gewöhnlicher Zimmertemperatur, das am leichtesten zersetzbare des Goldes bei 62^0 und 65^0, das des Silbers über 70^0, Kupferoxyd bei 135^0 und bis unter 132^0, Zinnoxyd bei 173^0, Antimonsäure bei 215^0, Bleioxyd bei 310^0 in leicht erkennbarer Weise reduziert, während bei niedrigeren Temperaturen wenigstens in kürzerer Zeit eine Einwirkung nicht mehr wahrnehmbar ist.[2]) Über die Oxyde des Quecksilbers findet sich am a. a. O. die folgende Mitteilung: „Rotes

1) Pogg. Ann. **136**, 62, 1869.
2) Nur für Platinoxyd ist die untere Grenze nicht weiter verfolgt.



Quecksilberoxyd wurde bei 230° reduziert. Bei Erniedrigung der Temperatur war noch eine Einwirkung bei 220° zu erkennen, bei 200° hatte sie vollständig aufgehört und bei stärkerem Erhitzen begann sie wieder bei 230°." „Das durch Eingiessen von salpetersaurem Salze in überschüssige Kalilauge erhaltene gelbe Oxyd wurde mit Wasserstoff erwärmt unterhalb 140°, bei 125° und 128°, nach durchschnittlicher Beobachtung bei 127° zu Metall."

Die auf die verschiedensten Weisen dargegestellten Oxyde der Metalle gaben bei gleichem chemischen Verhalten ihren Sauerstoff gleich leicht an Wasserstoff ab, wesentliche Unterschiede in den chemischen Reaktionen dagegen machten sich ebenso in den Reduktionstemperaturen bemerklich. So wurden die in Salzsäure leichter löslichen Eisenoxyde von 278° bis 286° aufwärts reduziert, während schon das durch Fällung gewonnene und durch Glühen unter einer Decke von geschmolzenem Kochsalz unlöslicher gewordene Oxyd bei 315° in längerer Zeit keine Einwirkung auf Wasserstoff erkennen liess.

Das rote Quecksilberoxyd wurde wie das gelbe pulverisiert zu dem Versuche benutzt. Ob das erstere durch weiteres Zerreiben wirksamer geworden wäre, ist nicht ermittelt, aber der bedeutende Abstand in den Reduktionstemperaturen spricht entschieden für einen erheblichen Unterschied zwischen beiden Oxyden. Abweichungen voneinander zeigen sie doch auch in geringem Grade in ihrem elektrischen Verhalten wie sie in ihrer Löslichkeit bei 100°, aber bei der Reduktion treten dieselben ungleich stärker hervor. Der Unterschied in der zur Reduktion erforderlichen Temperatur ist grösser als ich ihn bei anderen unzweifelhaft verschiedenen Modifikationen von Oxyden beobachtet habe. So wurde das unlösliche Zinnoxyd bei 173°, das lösliche bei 210° reduziert, also in viel geringerem Temperaturabstande als er für die beiden Quecksilberoxyde ermittelt war. Ich kann deshalb nicht umhin, die letzteren als verschiedenartig anzusehen, und ich möchte auch weitere Kreise durch den Hinweis auf meine anscheinend vergessene ältere Beobachtung zu einer neuen Prüfung des Gegenstandes veranlassen.

(Eingegangen 18. Mai 1903.)

Zur Frage der optischen Resonanz.

3. vorläufige Mitteilung. Antwort an die Herren R. W. Wood und A. Garbasso. Einige Resultate der quantitativen Untersuchungen.

Von J. Kossonogoff.

Seit dem Erscheinen meiner beiden vorläufigen Mitteilungen über obigen Gegenstand (d. Z. **4**, 208, 258, 1903) sind zwei Erwiderungen, eine von Herrn R. W. Wood und die andere von Herrn A. Garbasso, veröffentlicht. Ehe ich über einige weitere von mir erzielte quantitative Resultate Bericht erstatte, möge es mir gestattet sein, den geehrten Herren R. W. Wood und A. Garbasso zu antworten.

Herr Wood sagt in dieser Zeitschrift (**4**, 338, 1903): „die Schlussfolgerungen, die er (d. h. ich) am Ende seiner Arbeit giebt, differieren in keiner Weise von denen, die ich in meiner ersten Arbeit angeführt habe." Es wäre sonderbar, wenn Herr Wood und ich zu verschiedenen Schlussfolgerungen gekommen wären, da wir eine und dieselbe Erscheinung fast auf demselben Wege, obgleich voneinander unabhängig, studierten. Vielmehr ist dies, wie mir scheint, ein Beweis mehr, dass Herr Wood und ich uns eine richtige Anschauung über den Gegenstand gebildet haben. Was aber die Priorität betrifft, so ist es zwecklos, über diese zu streiten: Herr Wood hat früher als ich seine qualitativen Untersuchungen veröffentlicht. In dieser Hinsicht erkenne ich mit voller Achtung seine Priorität an, und über seine Arbeiten habe ich in meiner ersten oben citierten Mitteilung gesprochen[1]); doch waren mir die Untersuchungen des Herrn Wood unbekannt und konnten mir nicht bekannt sein, als ich meine Untersuchungen begonnen habe; ich habe dieselben von Herrn Wood ganz unabhängig begonnen und ausgeführt. Dabei erlaube ich mir zu bemerken, dass ich die selektive optische Reflexion und Absorption im Sinne der optischen Resonanz analog der elektromagnetischen (im engen Sinne) Resonanz schon im Jahre 1901 erklärte (Zur Frage der Dielektrika p. 131, 1901, Kiew. In russischer Sprache).[2])

Wenn ich also auch die Priorität des Herrn Wood im obigen Sinne anerkenne, wie ich das ja schon früher gethan habe, so kann ich nicht mit ihm übereinstimmen, dass in meiner Arbeit keinerlei neue experimentelle oder theoretische Thatsachen aufgeführt seien und muss hier auf einige von mir erlangten Resultate (ausser denen die mit den von Herrn Wood erzielten identisch sind) hinweisen: 1. Erhaltung der farbigen Platinfilms und Nachweis von deren körniger Struktur. 2. Unmittelbares Auffinden der körnigen Struktur der Goldfilms. (Herr Wood sagt in seiner zweiten Arbeit: Whether these are the particles deposited by the cathodic discharge, or merely metallic dust cut off by

1) Auch in meiner Arbeit „Über optische Resonanz" (in russ. Spr. Kiew. 1903) sind die Untersuchungen des Herrn Wood ausführlich citiert und besprochen.

2) Hier erlaube ich mir auch auf folgende sinnreiche Arbeiten hinzuweisen: Du Bois, Wied. Ann. **46**, 548. 1892; **48**, 546, 1893; Du Bois und Rubens, Wied. Ann. **49**, 593. 1893; H. Rubens und E. Nichols, Wied. Ann. **60**, 456. 1897.

the diamond point, I am unably to say.) 3. Verfertigung der Films auf verschiedeneren Wegen, als bei Herrn Wood, und Aufsuchen derselben Eigenschaften bei ihnen (im Sinne der optischen Resonanz), wodurch man besonders jenen wichtigen Einwand widerlegen kann, dass die beobachteten Thatsachen als Interferenzerscheinungen im gewöhnlichen

Tabelle I.

		Zahl der Mess.-Reihen	Zahl der gemess. Körn.	Durchmesser der Körnchen	
Chitin der Schmetterlingsflügel	Hellrot	30	288	0,687 μ	Zygaena Philipendulae.
„ „ „	„	84	702	0,672 „	Callimorpha Dominula.
„ „ „	Orange	20	182	0,664 „	Pieris Rapae.
„ „ „	„	41	360	0,666 „	Papilio Machaon.
„ „ „	„	30	300	0,610 „	Catacala Nupta.
„ „ „	„	50	500	0,603 „	Arctia Caia.
„ „ „	„	70	700	0,605 „	Pyrameis Atalanta.
„ „ „	Gelb	70	696	0,608 „	Papilio Machaon.
„ „ „	Gelbgrün	110	1110	0,577 „	Geometra Papilionaria.
„ „ „	Hellgelb	60	600	0,535 „	Apathura Ilia.
„ „ „	Gelb	30	300	0,573 „	Argynnis Adippe.
„ „ „	Grün	85	850	0,562 „	Geometra Papilionaria.
„ „ „	„	70	700	0,538 „	Argynnis Paphia.
„ „ „	„	130	1300	0,548 „	Colias Hyale.
„ „ „	Grünlichblau	50	340	0,526 „	Zygaena Philipendulae.
„ „ „	„	52	512	0,534 „	Papilio Machaon.
„ „ „	„	70	700	0,515 „	Lycaena Corydon.
„ „ „	Dunkelblau	50	486	0,440 „	Vanessa Antiopa.
„ „ „	„	85	850	0,473 „	Apathura Ilia.
„ „ „	„	45	450	0,483 „	Vanessa Urticae.
„ „ „	„	95	950	0,468 „	Arctia Caia.
„ „ „	Violett	46	380	0,426 „	Lycaena Meleager.
„ „ „	Schwarz	63	628	0,357 „	Callimorpha Dominula.
„ „ „	„	90	900	0,358 „	Callimorpha Hera.
„ „ „	„	80	800	0,369 „	Pyrameis Atalanta.
„ „ „	„	40	400	0,363 „	„ „

Tabelle II.

Stoffe	Farbe	Zahl der Mess.-Reihen	Zahl der gemess. Körn.	Durchmesser d. Körnchen	Anmerkung über Verfertigungsweise
Gold	Rot	30	274	0,397 μ	Durch Zerstäubung mittels Pulverisators (s. erste Mitteilung).
Gold	„	45	406	0,391 „	
Anilinfarbe . . . . „Viktoriagrün".	„	40	400	0,360 „	Durch Verdunstung einer Lösung.
Gold	Orange	10	90	0,348 „	Durch Zerstäubung mit Pulverisator.
Silber	„	20	216	0,323 „	Durch Zerstäubung einer Lösung $AgNO_3$ und Erhitzung.
Wismut	„	25	230	0,318 „	Durch Kathodenzerstäubung.
Anilinfarbe . . . . „Korallrot"	„	30	196	0,327 „	Durch Verdunstung einer Lösung.
Anilin Farbe . . . „Kirschrot".	„	20	100	0,325 „	Durch Zerstäub. u. Verdunst. einer Lösung.
Silber	Orangegelb	40	380	0,315 „	Auf chemischem Wege.
Silber	Gelb	30	293	0,300 „	Durch Zerstäubung der Kolloidal-Lösung.
Silber	„	25	186	0,286 „	Auf chemischem Wege, aus photogr. Platte.
Gold	„	40	396	0,298 „	Durch Zerstäubung der Lösung $AuCl_3$ in Ol. Lavendulae und Erhitzung.
Anilinfarbe . . . . „Dunkelblau-Lasur" .	„	20	200	0,296 „	Durch Verdunstung einer Lösung in Alkohol.
Eosin	„	20	116	0,306 „	
Anilinfarbe . . . . „Phloxin".	„	15	98	0,290 „	
Silber	Grünlich-gelb	15	90	0,291 „	Durch Kathoden-Zerstäubung.
Eozin	„	40	230	0,295 „	Durch Verdunstung einer Lösung in Alkohol.
Anilinfarbe . . . . „Methylviolett"	Grün	40	254	0,285 „	
Silber	„	21	156	0,250 „	Auf chemischem Wege.
Platin	Bläulich-grau	26	144	0,283 „	Durch Zerstäubung und Erhitzung einer Lösung $PtCl_4$ in Ol. Lavendulae.
Silber	Grünlich-blau	21	164	0,264 „	Auf chemischem Wege.
Silber	Blau	25	232	0,244 „	Auf chemischem Wege.
Silber	Dunkelblau	30	244	0,242 „	Auf chemischem Wege.
Silber	„	25	222	0,221 „	Durch Kathoden-Zerstäubung.

Sinne erklärt werden könnten; wenn wir bei den auf verschiedene Weise verfertigten Films, ungeachtet ihrer verschiedenen Dicke, dieselbe Farbe bei ähnlicher Struktur zu erzielen vermögen, so kann nicht die Rede sein von einer Interferenz im gewöhnlichen Sinne. 4. Entdeckung der körnigen Struktur bei Eosin- und Fuchsinschichten im Sinne der optischen Resonanz.

Herr Garbasso sagt (d. Z. 4, 426, 1903), dass ich mir die Entdeckung der selektiven Reflexion (der Hertzschen Wellen) bei Resonatorensystemen zugeschrieben hätte. Doch ist das ein Missverständnis. Ich sagte bloss (und ganz deutlich) über die Reinheit („Monochromatismus") der Reflexion bei Resonatorensystemen.

Nun möchte ich kurz meine weiteren quantitativen Untersuchungen mitteilen.

Ausser den in meiner zweiten Mitteilung angeführten Angaben der Untersuchung der optischen Resonanz bei Lepidoptera habe ich nach demselben Schema (diese Zeitsch. 4, 258) die Messungen der Resonatorenkörnchen bei weiteren zahlreichen Präparaten von Schmetterlingsflügeln, von Metallen (*Au*, *Ag*, *Bi*, *Pt*) wie auch von Anilinfarben ausgeführt. In den umstehend angeführten Tabellen sind einige von mir erzielten Resultate folgendermassen geordnet: die erste vertikale Kolumne enthält den Namen des Stoffes, aus welchem die untersuchten Körnchen bestehen, die zweite — die Farbe des reflektierten Lichtes, die dritte — Zahl der einzelnen Messungsreihen (s. 2. Mitteilung), die vierte — Zahl der gemessenen Körnchen, die fünfte giebt den mittleren Durchmesser der gemessenen Körnchen (in μ), und schliesslich die sechste — den Namen der Schmetterlinge oder Anmerkungen (bei Metallen).

Eine ausführliche Kritik der Messungen und deren Genauigkeit, wie auch verschiedene theoretische Betrachtungen verschieben wir bis zu einer weiteren Mitteilung. Hier sei nur bemerkt, dass 1. die Abweichungen der Körnchendurchmesser voneinander in verschiedenen Stellen desselben Präparates in den Grenzen 0,03—0,04 μ eingeschlossen sind, 2. die Genauigkeit der Messungen in jeder Reihe in den am wenigsten gelungenen Messungen nicht kleiner als 0,006 μ ist.

Übersehen wir die angeführten Zahlen, so bemerken wir, dass bei Chitinkörnchen ihre Durchmesser einer ganzen Wellenlänge des reflektierten Lichtes, bei Metall- und Anilinfarben einer halben Wellenlänge sehr nahe gleich sind.

Ich möchte noch erwähnen, dass es mir gelungen ist, das Anzeichen einer „multiplen" (sui generis) optischen Resonanz zu finden, indem ich bemerkt habe, dass in einigen Fällen bei roter Farbe der Schmetterlingsflügel die Durchmesser der Chitinkörnchen (Resonatoren) der entsprechenden halben Wellenlänge gleich sind.

Zum Schluss muss ich sagen, dass die Messungen der Körnchen bei den Metall- und Anilinfarben-Schichten einige Schwierigkeiten machen: bei diesen Messungen muss man viele Reihen von Körnchen (mindestens fünf Stücke in jeder Reihe) finden, welche (Körnchen) voneinander an solchen Abständen liegen, die den Körnchen-Durchmessern gleich sind. Dies ist doch oft sehr schwierig und mühsam, da die Körnchen grösstenteils unregelmässig geordnet, oft einander übergelagert u. s. w. sind. Wenn wir uns aber auf Messungen einzelner Körnchen beschränken, so machen wir einen grossen Fehler wegen der Dicke des Mikrometerfadens, wenn auch dieser Faden sehr fein ist.

Zum Vergleich habe ich auch quantitative Messungen der entsprechenden (von den Schichten reflektierten) Wellenlängen ausgeführt. Die Angaben dieser Messungen werden mit den entsprechenden Resonatorengrössen später zusammengestellt, hier möge nur erwähnt werden, dass obige in den Tabellen angeführten Farben den gefundenen mittleren (reflektierten) Wellenlängen entsprechen.

Kiew, Physikalisches Laboratorium d. K. Universität.

(Eingegangen 27. Mai 1903.)

Ein zweifarbiger Körper.

Von A. Pflüger.

Eine durchsichtige Substanz, deren Absorptionskoeffizient für eine Region des Spektrums grösser ist als für eine andere, zeigt mit wachsender Dicke eine mehr oder minder ausgeprägte Farbenänderung. Eine Chlorophylllösung z. B. ist in dünnen Schichten mit grüner, in sehr dicken mit roter Farbe durchlässig. Ein gutes Beispiel bietet ferner die von Herrn Wood empfohlene Auflösung von Brillantgrün und Naphtolgelb in Canadabalsam. Ganz besonders leicht und brillant lässt sich aber die Erscheinung zeigen, wenn man je eine Messerspitze Cyanin und Nitrosodimethylanilin in etwa 20 ccm Alkohol auflöst. In einem Probierglase ist die Lösung mit prachtvoll roter Farbe durchlässig, während der Meniskus und die im oberen Teile des Gefässes am Glase haftenden dünnen Schichten grasgrün erscheinen. Füllt man konzentrierte Lösung in ein Absorptionsgefäss, und schichtet mit einer Pipette etwas reinen Alkohol darüber, so ist die obere sich bildende verdünnte Lösung grün, die untere rot. Giesst man umgekehrt die konzentriertere Lösung in dünnem Strahle in verdünnte, so zeichnet sich

erstere in purpurroten Fäden und Ballen von der grünen verdünnten Lösung ab. Eine Lösung, die im Tageslicht grün aussieht, erscheint gegen die Lampe rot, gegen Auerlicht fast farblos. Betrachtet man eine Landschaft oder ein farbiges Bild durch die Lösung, so treten die grünen und roten Farbentöne prägnant und leuchtend hervor. Durch ein prismatisches Absorptionsgefäss erblickt man von jedem Gegenstand ein rotes und ein grünes Bild. Die Flüssigkeit selbst erscheint an der Kante des Prismas grün, an der Basis rot.

Alle diese Versuche lassen sich leicht, event. mit einem Projektionsapparat, einem grösseren Publikum vorführen. Sie erklären sich sehr einfach dadurch, dass die konzentrierte Lösung nur das äusserste Rot und einen schmalen Streifen im Grün (bei $\lambda = 481\ \mu\mu$) durchlässt. Bei abnehmender Dicke oder Konzentration der Schicht verbreitert sich der grüne Streif schneller als der rote.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

Über die angebliche Radioaktivität und die Lumineszenz von Reten.

Von E. v. Schweidler.

Nach einer Angabe des Herrn W. Arnold[1]) sendet der Kohlenwasserstoff Reten ($C_{18}\ H_{18}$) Becquerelstrahlen aus. Nachgewiesen wurde die Strahlung durch die Einwirkung der Substanz auf eine lichtdicht verhüllte photographische Platte. Entsprechend der damals geltenden Anschauung, dass die neue Strahlengattung das Produkt einer Fluoreszenzerregung sei, analog wie die Röntgenstrahlen, wurden die untersuchten Substanzen vorher durch Licht, Röntgenstrahlen oder Kathodenstrahlen erregt; welche Erregungsart Herr Arnold bei Reten anwandte, geht aus seiner kurz gefassten Angabe nicht hervor, vermutlich Kathodenstrahlen, da nur diese, nicht aber Licht und Röntgenstrahlen bei Reten eine sichtbare Fluoreszenz hervorrufen. Herr K. Hofmann[2]) erwähnt dieses Resultat und weist daraufhin, dass ein Nachweis der Radioaktivität durch die ionisierende Wirkung (Prüfung am Elektroskop) noch nicht versucht worden sei. Derartige Versuche habe ich nun ausgeführt und zwar mit durchaus negativem Erfolge.

Als Proben der zu untersuchenden Substanz dienten Mengen von 1 bis 6 g, die zwei Präparaten, Reten techn. und Reten puriss. (beide von E. Merck in Darmstadt bezogen) entnommen wurden; diese Proben wurden teils ohne vorherige Behandlung, teils unmittelbar nach einer mehrere Minuten dauernden Bestrahlung mit Licht (Bogenlampe), Röntgenstrahlen oder Kathodenstrahlen untersucht. Die Substanz befand sich entweder am Boden eines Metallcylinders, in den axial ein mit dem Elektroskop (Elektroskop für Zerstreuungsmessungen nach Elster und Geitel, mit Bernsteinisolation) verbundener Draht hineinragte, oder auf einem Metallschälchen, das direkt am Elektroskop befestigt war.

In allen Fällen war der Ladungsverlust bei Abwesenheit der Substanz durch die gewöhnliche Zerstreuung und bei Anwesenheit der Substanz innerhalb der Beobachtungsfehler der gleiche; dabei ist der Wert der Zerstreuung in der unreinen Grossstadtluft ein sehr geringer, so dass für den Nachweis schwacher Radioaktivität die Bedingungen günstige sind. In der That gaben kleine Stückchen von Urannitrat an Stelle der Retenproben sehr merkliche Ladungsverluste. Zur Veranschaulichung sei ein einziges Zahlenbeispiel herausgegriffen; Z bedeutet den Ladungsverlust in Volt pro Minute bei positiver Ladung:

Schälchen	leer:		$Z =$ 0,60
in	„	ca. 1,1 g Reten:	0,63
„	„	ca. 0,35 g Urannitrat	2,00
	„	leer	0,64

Eine merkliche ionisierende Wirkung kommt also dem Reten nicht zu; hiernach würde die Strahlung dieser Substanz eher mit der Strahlung des Wasserstoffsuperoxydes, das nach Grätz ebenfalls auf die photographische Platte wirkt ohne zu ionisieren, in Parallele zu stellen sein als mit der Strahlung der radioaktiven Substanzen im engeren Sinne.

Anlässlich der Versuche, eine Erregung der Substanz durch Kathodenstrahlen herbeizuführen, beobachtete ich ein eigentümliches Verhalten des Retens bez. seiner Fluoreszenz.

Die Herren E. Wiedemann und G. C. Schmidt[1]) geben an, dass Reten in flüssigem Zustande blaue, in festem blauviolette Kathodolumineszenz zeigt. Bei meinen Versuchen befanden sich einige cm^3 der grobpulverigen bis körnigen Substanz am Boden des Entladungsrohres, der vertikal nach abwärts gerichtete Strahlen aussendenden Kathode gegenüber. Beim ersten Auftreffen der Kathodenstrahlen war das Fluoreszenzlicht intensiv enzianblau, ging aber nach einiger Zeit über blauviolett in rotviolett über; durch Erschüttern der Röhre, wodurch frische, noch unbestrahlte Schichten des Pulvers an die Oberfläche gelangten, konnte für kurze Zeit das ursprüngliche Blau wieder hergestellt werden. Bei einem zweiten Ver-

1) W. Arnold, Wied. Ann. 61, 324. 1897.
2) K. Hofmann, Die radioaktiven Stoffe. Leipzig 1903.

1) E. Wiedemann und G. C. Schmidt, Wied. Ann. 56, 18, 1895.

suche, bei dem durch höhere Evakuation und höhere Primärspannung im Induktorium die Intensität der Kathodenstrahlung gesteigert war, erfolgte die Umwandlung der Fluoreszenzfarbe aus Blau in Rotviolett binnen einer Sekunde, dann folgte nach einigen Sekunden Lachsrosa, endlich nach ca. $1/2$ Minute weissliches Cyanblau.

In flüssigem (geschmolzenem) Zustande zeigte das Reten dunkelblaue Fluoreszenz.

Durch die Einwirkung der Kathodenstrahlen wurde das schmutzig-weisse Präparat etwas gebräunt.

Wien, II. physikalisches Institut der Universität, Juni 1903.

(Eingegangen 6. Juni 1903.)

Über die radioaktive Emanation in der atmosphärischen Luft.[1])

Von J. Elster und H. Geitel.

I. Über den Ursprung der in der Bodenluft enthaltenen radioaktiven Emanation. Eines der Ziele, auf die wir unsere Bemühungen seit der letzten Zusammenkunft in Göttingen richteten, war die Aufklärung des abnormen Gehalts der Luft an radioaktiver Emanation in Kellern und Höhlen, mit der aufs engste ihre hohe Ionisierung verbunden ist. Man konnte dabei entweder an eine noch unbekannte Fähigkeit stagnierender Luft denken, solche Emanation von selbst zu bilden und in sich aufzuspeichern oder an ein Hereindiffundieren der letzteren aus den einschliessenden Wänden und dem Erdboden. Manche Erfahrungen schienen für die erste Annahme einer Selbstaktivierung zu sprechen, nämlich die thatsächlich vorhandene spontane Steigerung der Leitfähigkeit hermetisch abgeschlossener Luftmengen und die fehlgeschlagenen Bemühungen, eine Spur von primärer Radioaktivität in dem Materiale der Wände der Keller und Höhlen zu entdecken.

Versuche an einem grösseren Luftquantum, das mehrere Wochen lang (innerhalb eines Dampfkessels) eingeschlossen gehalten war, zeigten indessen, dass eine irgend bemerkenswerte Ansammlung radioaktiver Emanation während dieser Zeit nicht eingetreten war.

So blieb nur noch die Annahme, dass die Wände der unterirdischen Räume oder die aus dem umgebenden Erdreiche durch ihre Poren hindurch diffundierende Luft die Träger der Emanation wären. In der That stellte sich in der Folge heraus, dass die durch einfaches Ansaugen aus dem Erdboden entnommene Luft an unserm Wohnorte mit aktiver Emanation behaftet war und in ihrer Wirksamkeit sogar die der Keller und Höhlen übertraf.[1]) Durch die Untersuchungen der Herren Ebert und Ewers ist diese Eigenschaft auch für die Münchener Bodenluft nachgewiesen.[2])

Inwiefern die Erdsubstanz am Orte der Beobachtung auf die Aktivität der in ihr enthaltenen Luft von Einfluss ist, blieb dabei zunächst noch unaufgeklärt.

Man konnte auch hierbei von zwei verschiedenen Annahmen ausgehen. Entweder war jene Aktivität eine unabhängig von der Natur des Erdreiches allgemein verbreitete Eigenschaft der Bodenluft oder sie war die Folge eines gewissen Gehalts an primär aktiven Substanzen in dem Materiale des Erdbodens selbst. Während im ersten Falle Luftproben beliebiger Herkunft, wenn sie nur sicher aus „Bodenluft" bestanden, die Aktivität in gleicher Weise zeigen mussten, war im zweiten eine Ungleichheit der Wirkung zu erwarten, da schwerlich angenommen werden durfte, dass die erregende aktive Substanz an allen Orten in gleicher Wirksamkeit im Erdboden vorhanden wäre.

Einige ältere Erfahrungen wiesen auf die letztere Alternative hin.

Die Leitfähigkeit der Luft in Kellern und Höhlen, mittels des Zerstreuungsapparates gemessen, zeigte nämlich an verschiedenen Orten ganz beträchtliche Unterschiede, die nur durch einen Einfluss der einschliessenden Wände zu erklären waren. So fanden wir sehr bedeutende Ionisierung der Luft in den Kellern unseres Wohnortes (etwa das sechsfache der normalen), in der Baumanns- und Iberghöhle im Harz (das neun- und dreifache)[3]), eine beträchtlich kleinere dagegen in Kellern in Clausthal im Harz und in Zinnowitz an der Ostsee (das 1.3 bis zweifache). In einem grossen Raume eines Kalisalzbergwerks bei Vienenburg am Harz war die Ionisierung der Luft sogar kleiner als in der freien Atmosphäre; allerdings waren die Bedingungen hier ungünstig, da die Luft deutliche Spuren vom Rauche der Sprengmaterialien enthielt.

Besonders instruktiv war dagegen ein Versuch in Clausthal i. H. Ein isolierter Kupferdraht wurde etwa eine Stunde lang in freier Luft mittels einer Influenzmaschine negativ geladen gehalten, ein anderer in einem Kellerraume; die erregte Aktivität war bei dem ersten

1) Entnommen der Denkschrift der Kommission für luftelektrische Forschungen der Delegierten der kartellierten Akademien und gelehrten Gesellschaften für die Versammlung zu München. 5. u. 6. Juni 1903.

1) Diese Ergebnisse haben wir bereits veröffentlicht in dieser Zeitschrift **3**, 574, 1902.

2) H. Ebert und P. Ewers, Diese Zeitschrift **4**, 162, 1902.

3) Herr Dr. Cuomo in Capri teilte uns freundlichst mit, dass er in einer dortigen Stalaktitenhöhle gleichfalls abnorm hohe Zerstreuungen beobachtet habe. (Etwa das 3fache der normalen.)

etwa 11mal so gross als bei dem letzteren. Hier enthielt also die freie Luft sogar mehr von aktiver Emanation als die des Kellers, ein Verhalten, das den bisherigen Erfahrungen durchaus widersprach.[1])

Hiernach war es im höchsten Grade wahrscheinlich, dass auch die Bodenluft verschiedener Herkunft ungleiche Aktivität zeigen würde. Um hierüber ein sicherer begründetes Urteil zu gewinnen, war eine Methode zu finden, Bodenluft von verschiedenen Orten zu entnehmen und diese Proben nach ihrer Wirksamkeit zu vergleichen. Da es im allgemeinen nicht ausführbar ist, die Prüfung auf Radioaktivität unmittelbar an Ort und Stelle vorzunehmen, müssen die Proben in leicht transportierbaren Gefässen sicher eingeschlossen werden. Die zu der Überführung an den Untersuchungsort erforderliche Zeit ist, sofern es sich um einige Stunden handelt, ohne merklichen Einfluss auf das Ergebnis; auch 2—3 Tage Zwischenzeit wurden, da es sich nur um gröbere Feststellungen handelte, bei weiteren Entfernungen noch zugelassen. Liegt ein längerer Zeitraum zwischen Einfüllung der Luftprobe in das Transportgefäss und ihrer Prüfung, so findet man die Aktivität stets zu klein, nach etwa 4 Wochen war sie bei einer aus Wolfenbüttel stammenden Probe erloschen. Zur Aufnahme der Bodenluft diente ein eiförmiges Glasgefäss von 3 Liter Inhalt, das an beiden Enden durch gutschliessende Hähne abgesperrt werden konnte; vor dem Gebrauch wurde es mit Wasser gefüllt und bei beiderseits geschlossenen Hähnen vertikal gehalten. Die obere Öffnung stand durch einen Gummischlauch mit einem Messingrohr von etwa 1 m Länge in Verbindung, das bis auf ein wenige Centimeter hervorragendes Stück in den Erdboden hineingetrieben war. Beim vorsichtigen Öffnen der Hähne floss durch den unteren das Wasser aus, während durch den oberen Bodenluft eindrang. War das Gefäss völlig mit dieser gefüllt, so schlossen wir beide Hähne luftdicht ab.

Zur Vornahme der Untersuchung liessen wir die Luft durch Wasser in eine Glasglocke von etwa 30 Liter Inhalt hinübertreiben: unter der Glocke stand von einem Drahtnetze umgeben der Zerstreuungsapparat ohne Schutzdach.[2]) Die in einer bestimmten Zeit entweichende Elektrizitätsmenge diente als Mass für die Ionisierung der eingeführten Luft. Vor jedem Versuche war die Glocke mit Zimmerluft gefüllt und es wurde zuerst der Elektrizitätsverlust vor dem Einlassen der Bodenluft bestimmt, ebenso zum Schluss einer jeden Reihe auch der Verlust im Gehäuse des Elektroskops. Der letztere war stets so klein, dass er bei der wenig genauen Art des gesamten Verfahrens durchaus vernachlässigt werden durfte.

1) Herrn Prof. Gerland in Clausthal, der diesen Versuch ermöglichte, sagen wir auch an dieser Stelle unsern verbindlichen Dank.

2) Vergl. diese Zeitschrift l. c.

Bei den angewandten Potentialen von 100 bis 200 Volt kann man den Sättigungsstrom unter der Glocke als erreicht ansehen. Die Potentialabnahme in gewöhnlicher Luft in 15′, die 14 Volt im Mittel betrug, ist im folgenden als Einheit für die Ionisierung der Luft unter der Glocke nach Einführung der zu untersuchenden Probe zu Grunde gelegt. Diese Ionisierung kann zugleich als ein Mass für den Gehalt an radioaktiver Emanation betrachtet werden.

Wir haben nach der angegebenen Methode Luftproben von verschiedenen Orten untersucht. Stark aktiv, wenn auch unter sich durchaus nicht gleich, erwiesen sich solche, die aus dem thon- und kalkhaltigen Erdreiche der Gärten von Wolfenbüttel stammten (Aktivität in dem angegebenen Masse zwischen 16 und 4), wesentlich geringer eine aus einer Kiesgrube im nahegelegenen Walde entnommene (Akt. = 3). Der Wolfenbüttler Bodenluft kam gleich eine Probe aus Göttingen (Akt. = 12), merklich zurück stand eine solche aus Blankenburg a. H., aus Thonschieferboden (Akt. = 2,3), noch geringer war die Wirksamkeit bei solchen aus Würzburg [1]) aus Muschelkalk (Akt. = 1,6) und Wilhelmshöhe bei Kassel aus Basalt (Akt. = 1,01). Diese Erfahrungen genügten schon zu der Erkenntnis, dass die Natur des Erdbodens, aus dem die Luft aspiriert war, von wesentlichem Einflusse auf ihre Aktivität sein müsse, und legten es nahe, nach einer primären Radioaktivität seiner Bestandteile zu suchen.

Allerdings waren, wie schon bemerkt, unsere früheren Versuche sowie auch die der Herren Ebert und Ruf[2]), eine primäre Becquerelstrahlung an dem Materiale der Wände von Kellern und Höhlen nachzuweisen, resultatlos geblieben, doch sind hierbei nur die Baumaterialien und festen Gesteine, nicht das lockere Erdreich selbst untersucht worden. Wir füllten nun eine Zinkschale von 29 cm Durchmesser und 2,5 cm Höhe mit Erde, die einige Centimeter unter der Oberfläche aus dem Garten unserer Wohnung ausgegraben war und brachten sie so unter die beschriebene Glasglocke, dass das Elektroskop mit dem umhüllenden Drahtnetzcylinder auf dieser Erde ruhte.

Es zeigte sich sofort eine unzweifelhafte Zunahme der Ionisierung der Luft unter der Glocke; wie bei der Anwesenheit einer schwach radioaktiven Substanz erwartet werden musste, stieg sie schon im Laufe von 2—3 Tagen bis zu

1) Herrn Dr. Harms in Würzburg sind wir für die Übersendung der Luftproben von dort und von Göttingen zu Dank verpflichtet.

2) Diese Zeitschrift **4**, 93, 1902.

einem Maximalwerte von etwa dem dreifachen der normalen an. Dabei war es gleichgültig, ob die Erde in dem feuchten Zustande, wie sie entnommen war oder nach längerem Austrocknen unter die Glocke gebracht wurde; jetzt, nach Verlauf von 8 Monaten lässt sich noch keine Verminderung der Aktivität an der zu den ersten Versuchen verwandten Substanz nachweisen. Wie die Erde aus unserem Garten, wirkte auch solche vom Felde und von ausserhalb der Stadt gelegenen Gärten, ebenso kräftig ein graublauer Thon aus einer in der Nähe befindlichen Grube, weisser Quarzsand (kalkhaltig) war dagegen unwirksam.

Es lag nahe, den Versuch zu machen, durch chemische Behandlung die inaktiven Stoffe des Erdreiches auszuscheiden und dadurch die Wirksamkeit auf kleinere Massen zu konzentrieren. Am geeignetsten dazu erschien der Thon, der nach dem Abschlämmen gröberer Einschlüsse eine homogene Masse darstellte. Durch Ausziehen mit verdünnter Salzsäure liess sich der Gehalt an Calciumcarbonat völlig entfernen, der Rückstand zeigte unmittelbar nach dem Trocknen eine geringere Aktivität wie vor der Behandlung, doch wuchs diese in einigen Tagen (während die Substanz ausserhalb der Glocke aufbewahrt wurde) etwa wieder zu dem alten Betrage an. Erneutes Digerieren mit Salzsäure oder verdünnter Schwefelsäure hatte wieder zuerst eine Abnahme der Wirksamkeit zur Folge, die sich aber in gleicher Weise im Laufe der Zeit erneuerte. Leider war es uns nicht möglich, wegen der grossen Menge der zu bearbeitenden Substanz die mit dem Thon in Berührung gewesene Flüssigkeit schnell genug zur Trockne einzudampfen, um den Rückstand noch auf Radioaktivität untersuchen zu können, doch scheint es uns nach dem geschilderten Verhalten nicht zweifelhaft, dass den von uns untersuchten Thon ein aktiver Körper begleitet, der ähnlich wie nach Rutherfords und Soddys Untersuchungen[1]) das Thoriumoxyd, eine in Säure lösliche, stärker wirksame Substanz (vergleichbar dem Th. X. Rutherfords) bildet, die nach dem Ausziehen durch Säuren sich allmählich wieder regeneriert. Dieselbe Erscheinung wie beim Thon fanden wir auch an dem sogenannten Höhlenlehm (Löss) aus der Baumannshöhle im Harze.

Um mit besser definierten Stoffen zu thun zu haben, untersuchten wir auch geschlämmte Kreide, gemahlenen Schwerspat, reinen käuflichen Töpferthon, Seesalz und Karlsbader Salz auf etwaige Becquerelstrahlung. Die Ergebnisse waren im allgemeinen negativ, nur der Thon schien nicht ganz unverdächtig; stand aber jedenfalls weit hinter der Gartenerde sowie dem bei Wolfenbüttel vorkommenden Thone und dem Höhlenlehm zurück. Am Schwerspat glaubten wir wegen der chemischen Ähnlichkeit des Radiums mit dem Baryum einige Wirksamkeit voraussetzen zu dürfen, da vielleicht Spuren des ersteren Elements das letztere begleiten konnten, bei der Untersuchung des Karlsbader Salzes leitete uns der Gedanke, dass es aus sehr grosser Erdtiefe stammt, während das Seesalz als eine Probe aus dem allgemeinen Sammelbecken löslicher Substanzen vielleicht auch radioaktive Bestandteile enthalten mochte.

Asche von Pflanzen, die auf wirksamer Erde gewachsen waren, ergab ebenfalls keine nachweisbare Becquerelstrahlung.

Das Resultat dieser Untersuchungen ist daher der Nachweis einer gewissen Radioaktivität des Erdreiches selber, diese bleibt bei Behandlung mit verdünnten Säuren an den thonigen Bestandteilen des Bodens haften. Eine weitergehende Trennung oder gar Isolierung des aktiven Prinzips ist uns nicht gelungen.

In willkommener Weise wird dieser Nachweis durch eine kürzlich von Herrn Rutherford[1]) mitgeteilte Beobachtung von Herrn Cooke bestätigt, nach welcher eine merkliche sehr durchdringende Strahlung von Ziegelsteinen ausgehen soll.

Bevor man den bei der Menge der zu verarbeitenden Substanz jedenfalls sehr schwer ausführbaren Versuch machte, den in dem natürlich vorkommenden Thone wohl nur in verschwindend kleinen Mengen verteilten aktiven Stoff zu konzentrieren, wäre erst die Frage zu erwägen, ob diese Aktivität überhaupt eine primäre ist und nicht vielmehr nur eine im Thone durch Kontakt mit der Bodenluft induzierte, wobei dann der Ursprung der Wirksamkeit bei der letzten zunächst wieder unaufgeklärt bleiben würde. Das Verhalten des Thones gegen Säuren, das mit dem der primär aktiven Stoffe übereinstimmt, sowie die Beständigkeit seiner Aktivität steht zwar der letzten Annahme entgegen, doch hielten wir es nicht für überflüssig, im allgemeinen zu untersuchen, ob neutrale Körper durch Vergraben in die Erde, d. h. durch andauernden Kontakt mit der Bodenluft, eine merkliche induzierte Aktivität annehmen könnten.

Wir verwandten dazu gemahlenen Schwerspat, Schlemmkreide, reinen — nahezu inaktiven — Töpferthon und Baumwolle. Jede dieser Substanzen wurde in Leinwand eingeschlagen und mit einer Hülle von Eisendrahtnetz umwickelt, etwa 50 cm unter die Erdoberfläche gebracht und dort mindestens 4 Wochen belassen. Das Drahtnetz diente dazu, die Leinwandhülle, die in der Erde ihre Festigkeit verlor, so zusammen zu halten, dass eine Verun-

1) E. Rutherford und F. Soddy, Phil. Mag. 1902. S. 370.

1) E. Rutherford, Nature 67, 511, 1903.

reinigung der Stoffe durch Erde ausgeschlossen war. Nach dem Ausgraben liess sich an dem Baryt, der Kreide und der Baumwolle keine merkliche Aktivität wahrnehmen, dagegen war sie bei dem Thone unverkennbar. Durch ihr Abnehmen im Laufe der Zeit, das übrigens bei verschiedenen Proben ungleich verlief, verriet sie sich in der That als eine induzierte.

Es ist ein merkwürdiges, die weitere Untersuchung erschwerendes Zusammentreffen, dass der Thon, der den die Bodenluft aktivierenden primär strahlenden Körper enthält, wiederum selbst durch diese Bodenluft zu sekundärer Strahlung erregt wird.

Ganz kurz berichten wir noch über einige weitere Versuche, die die obigen Ergebnisse teils ergänzen, teils nur bestätigen.

Brachten wir einige Kilo Erdreich in einen geschlossenen Raum von etwa 40 Liter Inhalt, so liess sich nach Verlauf von wenig Stunden an einem eingeführten, auf — 2000 Volt geladenen Metalldrahte die induzierte Aktivität mittels des Zerstreuungsapparates leicht nachweisen. Saugten wir Luft durch ein grösseres Quantum Erde, das sich in einem Blechgefässe befand und liessen sie unmittelbar nach dem Verlassen der Erde unter die Glasglocke treten, die den Zerstreuungsapparat unter dem schützenden Drahtnetze überdeckte, so hatte sie stets ein abnorm hohes Leitvermögen, das aber nach wenigen Minuten, sobald der Luftstrom ruhte, verschwand. Es lag nahe, anzunehmen, dass die Luft beim Passieren der Erde durch deren Becquerelstrahlung in ähnlicher Weise ionisiert wurde, wie etwa beim Vorüberströmen an einer thätigen Röntgenröhre. Dass indessen eine einfache Ionisierung dieser Art nicht vorlag, sondern vielmehr eine Aufnahme von aktiver Emanation aus der Erde, zeigte sich, als wir die Luft vor deren Eintritt in die Glocke durch ein Metallrohr von 1,5 cm Durchmesser und 10 cm Länge leiteten, in dessen Achse ein isolierter Draht gespannt war; das Rohr und der Draht standen mit den Polen einer Hochspannungssäule von etwa 1600 Volt in Verbindung. Die Luft floss daher innerhalb eines kräftigen elektrischen Feldes, durch das etwaige freie Ionen entweder ganz beseitigt, oder doch der Zahl nach stark vermindert werden mussten. Es ergab sich indessen keine Änderung des Elektrizitätsverlustes unter der Glocke, mochte das elektrische Feld angelegt sein oder nicht. Es ist daher die Erscheinung so zu deuten, dass die Luft beim Strömen durch die Erde eine geringe, schnell unwirksam werdende Menge aktiver Emanation aufnimmt. Liess man die Luft durch inaktives Material, wie Schwerspat oder Kreide, fliessen, so blieb jede Wirkung aus.

Einer Anregung des Herrn Bodländer in Braunschweig folgend untersuchten wir auch die natürliche Kohlensäure, die auf altem vulkanischen Boden aus grossen Tiefen emporquillt, auf ihren Gehalt an aktiver Emanation. Wir liessen uns eine Stahlflasche voll solcher natürlicher Kohlensäure in flüssigem Zustande von dem Kohlensäurewerk von Schoor und Wolter in Burgbrohl am Rhein unmittelbar nach der Füllung zusenden. Obgleich der Transport fünf Tage in Anspruch genommen hatte, erwies sich das aus der Flasche unter die mehrfach erwähnte Glasglocke geleitete Gas als deutlich ionisiert. Dass wir es nicht etwa mit einer Elektrizitätserregung beim Aufschäumen des Inhalts der Flasche oder durch Tröpfchenreibung an der Ausströmungsöffnung zu thun hatten, sondern mit einer wahren Radioaktivität, ging, abgesehen von dem Fehlen unipolarer Leitung einerseits aus der Dauer der Leitfähigkeit des Gases (die einige Tage anhielt) hervor, andererseits aus der Möglichkeit, einen in dasselbe geführten negativ geladenen Metalldraht sekundär zu aktivieren. Nach Verlauf von 16 Tagen war das aus der fast noch völlig gefüllten Flasche entnommene Gas inaktiv und verhielt sich nun wie künstliche Kohlensäure, die wir aus Natriumbicarbonat und verdünnter Schwefelsäure entwickelten und wie die natürliche durch ein Baumwollfilter unter die Glocke leiteten.

Die aus dem Erdboden quellende Kohlensäure führt demnach gerade so wie die in den Erdkapillaren enthaltene Luft eine aktive Emanation mit sich. Es würde von Interesse sein, die aus Tiefquellen und Thermen aufsteigenden Gase unmittelbar nach ihrem Zutagetreten auf die gleiche Eigenschaft zu untersuchen.[1])

Um jederzeit ein grösseres Volum von mit Bodenemanation beladener Luft zur Verfügung zu haben, liessen wir eine oben tubulierte Glocke aus starkem Eisenblech von etwa $1\frac{1}{4}$ cbm Inhalt mit ihrem unteren Rande 25 cm tief in die Erde des Gartens an unserer Wohnung eingraben. Bei verschlossenem Tubus stellt sich durch Diffusion bald die Gleichheit der Aktivität der unter der Glocke eingeschlossenen Luft mit der des Erdbodens heraus.

Die kräftige Aktivierung, die wir an Drähten beobachteten, die wir durch den Tubus isoliert und mit negativer Ladung einsenkten, veranlasste uns dazu, phosphoreszierende Körper in gleicher Weise zu behandeln, indem wir erwarteten, deutliche Lichterscheinungen an diesen wahrzunehmen.

Als wir in dieser Weise einen mit Sidotscher Blende überzogenen Kartoncylinder, der vorher tagelang im Dunkeln aufbewahrt war und keine Phosphoreszenz erkennen liess, in

1) Inzwischen hat Herr J. J. Thomson gefunden, dass die in manchen Brunnenwässern enthaltene Luft in der That vorübergehend radioaktiv ist. (Nature, No. 1752, Vol. 68, 1903.)

dunkler Nacht in jene Glocke brachten und ihn mehrere Stunden auf 2000—3000 Volt negativ luden, gab er nach dem Herausnehmen eine zwar schwache, aber im völlig dunkeln Raume deutlich erkennbare Phosphoreszenz.

Bei näherem Betrachten der Erscheinung bemerkten wir jenes eigentümliche flimmernde Aufleuchten, das inzwischen schon von Herrn Crookes und uns selbst beschrieben ist[1]), und das durch das unausgesetzte Auftreten und Verschwinden unzähliger Lichtpunkte auf der Blende hervorgerufen wird.

Es drängte sich uns sofort der Gedanke auf, dass diese aufblitzenden Pünktchen die Stellen bezeichneten, an denen von der die Zinkblende überziehenden radioaktiven Schicht negative Elektronen abgeschleudert würden. Herr Crookes, der dieselbe Beobachtung machte, als er ein Radiumpräparat einem mit Sidotscher Blende überzogenem Schirme näherte, fasst sie dagegen als die Stellen auf, in denen die von dem Radium ausgehenden Elektronen die Oberfläche des Schirmes treffen. Wenngleich die eine wie die andere Auffassung noch stark hypothetisch ist, möchten wir doch die unsrige deshalb für die wahrscheinlichere halten, weil in unserm Versuche ein radioaktiver Körper ausser der phosphoreszierenden Oberfläche überhaupt nicht vorhanden war, eine Bewegung von Elektronen gegen die letztere also überhaupt nicht stattfand. H. Geitel.

II. Über die Abhängigkeit der Radioaktivität der freien Atmosphäre von meteorologischen Elementen. Vom 15. Dezember 1901 bis Ende Dezember 1902 haben wir an insgesamt 155 Tagen die Radioaktivität der Luft an unserem Wohnorte nach der von uns angegebenen und bereits genau beschriebenen[2]) Methode bestimmt. Dabei wurde der 10 m lange, etwa 1 mm starke Metalldraht an Ebonitisolatoren mit Natriumtrocknung von einer Ecke des Hauses zu einer anderen im rechten Winkel dazu gelegenen etwa 2 m oberhalb des Erdbodens frei ausgespannt; eine kurze befeuchtete Schnur verknüpfte ihn mit der inneren Belegung einer Leydnerflasche; die Konstanz der Ladung des Drahtes wurde mittels eines an ihn angeschlossenen Hochspannungselektroskopes kontrolliert; die Expositionszeit betrug immer je zwei Stunden. Es war uns indessen nicht möglich, die die Leydnerflasche ladende Vorrichtung (Induktorium, Wasserinfluenzmaschine, Hochspannungstrockensäule) jedesmal andauernd zu überwachen, doch war dafür Sorge getragen, dass das Potential des gespannten Drahtes 2800 Volt nicht überstieg und nicht unter 2000 Volt heruntersank. Den von uns ermittelten Zahlen haftet aus diesem Grunde eine gewisse Unsicherheit an, zumal sich später herausstellte, dass die Abhängigkeit der auf dem Drahte hervorgerufenen induzierten Radioaktivität vom Potential während der Exposition grösser ist als wir anfänglich glaubten. Der von uns seiner Zeit (vgl. diese Zeitschrift **4**, 96, 1902) ausgesprochene Satz, dass für dünne Drähte die induzierte Radioaktivität praktisch von dem Potential des Drahtes während seiner Aktivierung in freier Luft unabhängig ist, sofern dies nur 2000 Volt überschreitet, kann wahrscheinlich, wie sich inzwischen herausgestellt hat, nicht ohne Einschränkung aufrecht erhalten werden. Man wird vielmehr bei künftigen Messungen die Forderung stellen müssen, sowohl von Tag zu Tag den Draht auf genau das gleiche Potential zu laden, als auch während der Dauer einer Aktivierung mit ganz konstantem Potentiale zu arbeiten.

Nach Beendigung der Aktivierung wurde der Draht auf ein cylindrisches Metallnetz aufgewunden, das an die Wandung eng anschliessend in den für diesen Zweck bis auf eine centrale Öffnung auch unten geschlossenen Schutzcylinder unseres Zerstreuungselektrometers eingeführt wurde. Wir setzen wie früher die Aktivität der Luft gleich 1, wenn nach zweistündiger Exposition ein Meter des aktivierten Drahtes das Potential des Zerstreuungskörpers in 1 Stunde um 1 Volt erniedrigt. Vor jeder Messung bestimmten wir den Spannungsverlust, den der auf ein Potential von etwa 260 Volt geladene Zerstreuungskörper im Laufe einer Stunde im geschlossenen Schutzcylinder durch die natürliche Ionisierung der Luft erfuhr und brachten diesen Betrag dann bei der definitiven Messung in Abrechnung. Um das Beobachtungsverfahren und die angewandte Art der Berechnung zu kennzeichnen, lassen wir das Protokoll einer derartigen Bestimmung hier folgen:

Aktivierung am 27. Juni 1902. Bewölkung 1, hohe Transparenz der Luft, Elektrizitätszerstreuung 1,6%. Barometer 763,6. Temp. 26,6° C., Windrichtung und Stärke NE_1. Draht von 1—3 p mit der Hochspannungstrockensäule exponiert, Potential des Drahtes 2500 Volt.

I. Kontrollmessung vor der Aktivierung des Drahtes:

Anfangspotential: 20,2 Sklt = 264 Volt
Potential nach 15′: 19,9 Sklt = 255 Volt

Spannungsverlust des Zerstreuungskörpers in 15 Minuten 9 Volt, also in 1 Stunde 36 Volt.

II. Messung mit aktiviertem Drahte:

Anfangspotential 22,0 Sklt = 264 Volt
Potential nach 10′: 10,2 Sklt = 201 Volt

Spannungsverlust des Zerstreuungskörpers in 10 Minuten 63 Volt, also in 1 Stunde 378 Volt.

1) W. Crookes, Nature **67**, 522, 1903; J. Elster und H. Geitel, Diese Zeitschrift **4**. 439, 1903.
2) Diese Zeitschrift **3**, 305, 1902.

Wirkung des 10 m langen Drahtes allein 378 — 36 = 342 Volt, also Wirkung pro Meter Drahtlänge: $\frac{342}{10} = 34{,}2$, also $A = \mathbf{34{,}2}$.

Die meteorologischen Daten entnahmen wir den Angaben der meteorologischen Station in Braunschweig, deren Vorstand, Herr Klages, uns dieselben bereitwilligst zur Verfügung stellte.

Wir halten die auf diese Weise gewonnenen „Aktivierungszahlen" (A), die bei auffallend hohen oder niedrigen Beträgen oft im Laufe eines Tages mehrfach kontrolliert wurden, für genau genug, um einige Schlüsse orientierender Natur aus dem gesammelten Materiale abzuleiten in der Hoffnung, dadurch zu einer Wiederholung unserer Versuche an andern Orten anzuregen.

Wir geben zunächst die Tabelle der Monatsmittel (A_m) unter Beifügung der beobachteten Maxima und Minima (A_{max} und A_{min}) sowie der Anzahl (n) der Beobachtungstage.

koeffizienten in neun Gruppen und ordneten dem Mittel jeder Gruppe der a die zugehörigen Mittel der A zu; so entstand Tabelle II.

Wie man sieht, schwanken überraschenderweise die Mittelwerte der A für eine prozentuale Zerstreuung von 0,8 bis 2 nur um wenige Einheiten, während die Maxima und Minima unregelmässig durch die Gruppen I bis VII verteilt erscheinen. Eine deutliche Steigerung der Werte A_m und A_{min} tritt gegenüber den voraufgehenden Werten erst in den beiden letzten — leider nur wenige Beobachtungen enthaltenden — Gruppen zu Tage.

Gegen eine unmittelbare Beziehung der Radioaktivität der Luft zum Zerstreuungskoeffizienten spricht auch der Umstand, dass bei Nebel meist Aktivierungen erhalten werden, welche das Jahresmittel übertreffen oder ihm nahe gleichen, während bekanntlich die Elektrizitätszerstreuung bei getrübter Luft nur gering ist. In Tabelle III sind einige Beobachtungen

Tabelle I.

Monate	XII 1901	I 1902	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Bemerkungen
A_m	28	14	13	20	16	24	32	—	15	16	9	22	22	Die Beobachtungen fielen aus im Monat Juli und ausserdem an Tagen mit andauernden atmosphärischen Niederschlägen.
A_{max}	50	47	40	40	32	44	64	—	40	32	18	31	34	
A_{min}	17	4	5	5	9	6	18	—	6	5	4	4	17	
n	16	20	19	11	13	10	11	—	18	13	11	8	5	

Tabelle II.

Abhängigkeit der Radioaktivität der Luft von der Elektrizitätszerstreuung.

Gruppe No.	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
Anzahl der Beobachtungen	12	14	19	9	11	10	9	9	3
a	0,80%	1,1%	1,4%	1,6%	1,7%	1,9%	2,1%	2,4%	3,3%
A_m	17,1	14,5	16,1	18,1	14,0	17,4	17,7	28,7	29,7
A_{max}	40	43	41	32	22	40	64	47	40
A_{min}	5	6	5	7	8	5	6	11	21

Man entnimmt der Tabelle I unmittelbar, dass der Gehalt der freien Atmosphäre an radioaktiver Emanation ganz ausserordentlich grossen Schwankungen unterworfen ist. Stehen doch die extremen Werte im Verhältnis von 16:1 (absolutes Max. = 64, absolutes Min. = 4). Als Jahresmittel ergiebt sich 18,6.

Zur Entscheidung der Frage, ob die in der Luft vorhandene Anzahl freier Ionen und ihre Beweglichkeit von Einfluss auf die Grösse der Aktivierungszahl ist, haben wir an insgesamt 96 Tagen auch die prozentuale Elektrizitätszerstreuung a bestimmt, indem wir letztere als ein Mass für jene beiden Grössen benutzten. Wir teilten alsdann die gewonnenen Zerstreuungs-

betreffend die Aktivierung durch neblige Luft zusammengestellt.

Tabelle III.

Radioaktivität der Luft bei Nebel.

Datum	A	Bemerkungen
20. XII. 01	25	Nässender Nebel
23. XII. 01	27	Nässender Nebel
13. II. 02	41	Leichter Bodennebel
1. III. 02	22	Feuchter Nebel
15. XI. 02	31	Starker Dunst
15. XII. 02	16	Nebel, Rauhreif
22. I. 03	45	Dichter Bodennebel

An fünf in die Tabelle nicht aufgenommenen Nebeltagen lagen die Aktivierungszahlen zwischen 4 und 12; inaktiv erwies sich also die durch Nebel getrübte Luft nie. Jedenfalls ergiebt sich aus diesen Beobachtungen, dass die Verhältnisse im freien Luftraume viel komplizierter liegen als in geschlossenen und unterirdischen Räumen, in denen die Leitfähigkeit der Luft mit dem Gehalt an radioaktiver Emanation aufs engste zusammenhängt.

Auch die Temperatur der Luft scheint nicht ohne bestimmenden Einfluss auf ihre Radioaktivität zu sein. Ordnet man die A nach Temperaturen über 0^0 und unter 0^0, so liefern die 136 Beobachtungen bei Temperaturen über 0^0 das Gesamtmittel 18 und die 19 Beobachtungen bei Temperaturen unter 0^0 das Mittel $A = 26$. Auch Rutherford ist bei der Wiederholung unserer Versuche in Canada aufgefallen, dass an kalten Frosttagen die Aktivität der Luft besonders hoch ist.

Bezüglich der Windrichtung ergiebt sich das Resultat, dass bei den aus dem Kontinente wehenden Winden die Werte der A durchschnittlich höher sind als bei solchen, die vom Meere her wehen. Vergl. Tabelle IV.

Tabelle IV.

Abhängigkeit der Radioaktivität der Luft von der Windrichtung.

Wind rein aus	A_m	A_{max}	A_{min}	n
S	22	50	6	14
N	15	23	4	4
E	22	64	6	18
W	12	32	5	23

Die auffällig hohen, oft ganz unvermittelt auftretenden Maxima der A wurden meist bei reinem Süd oder Ost beobachtet oder doch bei solchen Winden, die eine südliche oder östliche Komponente hatten.

Ob obiger Satz bezüglich der Windrichtung allgemein gültig ist, müssen weitere Versuche lehren und zwar unter Verwendung eines Drahtes, den man an einem Orte exponiert, wo er sämtlichen Windrichtungen gleichmässig zugänglich ist; uns war dies nicht möglich. Das Haus schützte ihn vor direkten nördlichen und östlichen Luftströmungen.

Aus diesem Grunde ist auch der Einfluss der Windstärke nach dem von uns gesammelten Materiale nur schwierig zu beurteilen. Dazu kommt noch, dass von den 155 Beobachtungen allein 111 auf die Windstärken 4, 5 und 6 entfallen. Für die Windstärken 1 und 2 liegen nur 14 Beobachtungen vor, für welche der Mittelwert $A = 23$ ist, während für die 9 Beobachtungen bei den Windstärken 7 und 8 sich $A_m = 13,5$ ergiebt. Diese Zahlen scheinen dafür zu sprechen, dass die Aktivierung um so höher gefunden wird, je stagnierender die Luft über dem Erdboden ist. Hierauf deuten auch die grossen bei getrübter Luft gefundenen Werte der A hin, da für unseren Wohnort Nebel fast stets mit vollständiger Windstille verknüpft sind. Doch ist es auch sehr wohl möglich, dass ein Optimum der Luftbewegung existiert.

Ganz unzweideutig tritt eine Abhängigkeit der Radioaktivität der Luft vom Barometerstande hervor; vgl. Tabelle V.

Tabelle V.

Abhängigkeit der Radioaktivität der Luft vom Barometerstande.

	Millimeter			
Mittlerer Barometerstand	740	750	760	770
A_m	23	19	17	13
Anzahl n	23	56	68	8

Dieser Einfluss des Barometerstandes wird verständlich unter Berücksichtigung der von uns aufgefundenen Thatsache, dass der Gehalt des unter der Erdoberfläche befindlichen Teiles der Atmosphäre an radioaktiver Emanation gegenüber dem oberhalb vorhandenen abnorm gross ist. Eine Verminderung des Luftdruckes wird daher zur Folge haben müssen, dass aus den Kapillaren der Erde Bodenluft in die Atmosphäre eindringt und die Aktivität vergrössert. Solange sich die Durchlässigkeit der Erdoberfläche nicht ändert, muss man erwarten, dass jede Abnahme des Luftdruckes von einem Anwachsen der Radioaktivität in der freien Atmosphäre begleitet werde. Doch wird dies nicht immer der Fall sein. Treten gleichzeitig Ereignisse ein, durch welche die Durchlässigkeit der Erdkapillaren beeinträchtigt wird, wie z. B. Änderungen im Stande des Grundwassers oder solche, durch welche der Luft die in ihr vorhandene radioaktive Emanation teilweise entzogen wird, wie z. B. reichlicher Fall von Niederschlägen [1]), so wird man ein Ansteigen der Aktivität mit sinkendem Barometer nicht erwarten dürfen.

Zur Prüfung dieser aus der Radioaktivität der Bodenluft sich ungezwungen ergebenden Folgerungen haben wir vom 14. Februar bis zum 29. März dieses Jahres die Versuche wieder aufgenommen und täglich je eine Messung angestellt.

1) Nach den Untersuchungen C. T. R. Wilsons und Mc Lennans sind Regen und Schnee induziert aktiv; die hier gemachte Voraussetzung ist also zutreffend. Vgl. J. C. Mc Lennan, University of Toronto Studies, Physical Science Series. 1903. No. 1. p. 12. (Diese Zeitschr. 4, 295, 1903).

In Tabelle VI bezeichnet — δB die Abnahme des Barometerstandes, $\pm \delta A$ die gleichzeitig beobachtete Zu- oder Abnahme der Aktivierungszahl. In dem angegebenen Zeitraume trat eine stetige Abnahme des Barometerstandes im Verlaufe zweier oder mehrerer aufeinander folgender Tage 14 mal auf. Wie man aus der Tabelle ersieht, findet sich, wenn man von einer am 22. Februar (nach dem bekannten Staubfalle) beobachteten Anomalie absieht, in 10 Fällen mit abnehmendem Luftdrucke eine Steigerung der Radioaktivität und nur in 4 Fällen verläuft die Schwankung im Werte der A im entgegengesetzten Sinne. Bei diesen Messungen wurde, um die Beobachtungszeit zu kürzen, der zu aktivierende Draht nur 30 Minuten lang exponiert: infolgedessen sind für den angegebenen Zeitraum die Unterschiede zwischen A_{max} und A_{min} weit geringer als bei zweistündiger Exposition. Die Werte der A schwankten jetzt nur zwischen 4 und 24 gegen 4 und 64 bei den früheren Messungen.

Tabelle VI.

Übersicht über die Zunahme der Aktivierung mit fallendem Barometer.

Intervall von	Intervall bis	$-\delta B$	δA	Bemerkungen
18/II	23/II	−13,5	+14,6	Am 22. kurz andauernde Schwankung im entgegengesetzten Sinne nach Staubfall und Regen
24/II	25/II	− 1,5	+ 4,8	
25/II	26/II	− 4,7	−13,8	Schwankung im entgegengesetzten Sinne. Am 26. morgens 7 Uhr bereits Regen; der zweite Tag regnerisch
26/II	28/II	−10,7	+12,7	
1/III	3/III	−19,9	+ 3,0	
4/III	5/III	− 0,6	+ 3,9	
9/III	10/III	− 5,0	− 8,1	Schwankung im entgegengesetzten Sinne
10/III	11/III	− 0,4	+ 6,9	
14/III	15/III	− 3,7	+ 5,4	
15/III	16/III	− 3,9	− 6,7	Schwankung im entgegengesetzten Sinne
17/III	18/III	− 6.2	+ 6,8	
21/III	23/III	− 7,8	+10,1	
23/III	24/III	− 1,3	−19,7	Schwankung im entgegengesetzten Sinne nach ergiebigem nächtlichen Regenfalle
25/III	27/III	− 6,8	+13,5	

Im Laufe des Monats Juli 1902 haben wir Aktivierungsversuche ausserhalb Wolfenbüttels angestellt und zwar Geitel in der ersten Hälfte des genannten Monats in Clausthal im Harz und in der zweiten am Strande von Zinnowitz an der Ostsee, während Elster vom 6. bis 31. Juli derartige Bestimmungen auf der nordfriesischen Insel Juist durchführte.

Die Resultate Geitels haben, soweit sie sich auf Versuche mit Kellerluft erstreckten, bereits in der voranstehenden Mitteilung Berücksichtigung gefunden.

Zu den Versuchen in Juist diente das von uns zusammengestellte transportable Instrumentarium zur Bestimmung der Radioaktivität der Luft [1]) bestehend aus dem Zerstreuungselektrometer, dem Hochspannungselektroskop, der Hochspannungstrockensäule von ca. 2500 Volt Klemmenspannung und zwei glockenförmigen Drahthaltern mit Ebonitisolatoren und Natriumtrocknung. Dasselbe hat sich, wie wir hervorheben möchten, durchaus bewährt; es gelang selbst bei feuchter Witterung und mit Salzstaub erfüllter Luft das Drahtsystem kurze Zeit nach dem Anschluss an den negativen Pol der Säule so aufzuladen, dass das Hochspannungselektroskop 2200 Volt zeigte und dem Drahte kleine Fünkchen entzogen werden konnten.

Die Messungen wurden nicht am Strande selbst vorgenommen, sondern auf einem freien Platze im Dorfe. Die Drähte waren in etwa 3 m Höhe über dem Erdboden zwischen zwei eingerammten Bambusstangen isoliert befestigt. Von dem gespannten Drahte führte eine Zuleitung unter rechtem Winkel zum negativen Pol der Säule, die bei heiterem Wetter in der Sonne im Freien auf einem Tischchen stand; bei unsicherer Witterung dagegen im Innern eines Hauses ihren Platz hatte; in diesem Falle war der Draht durchs offene Fenster geführt.

Im ganzen wurde an 21 Tagen gemessen. Als Mittelwert ergab sich: $A_m = 5{,}2$; das Maximum $A_{max} = 15{,}8$ wurde bei NNW-Sturm und böiger Wetterlage am 11. VII. beobachtet, das Minimum $A_{min} = 1{,}6$ am 25. VII bei schwachem SW und bedecktem Himmel.

Vergleicht man hiermit die in Wolfenbüttel vom 20. Juni bis zum 1. Juli und dann wieder vom 1. August bis zum 1. September unter genau den gleichen Versuchsbedingungen (es wurde in den angegebenen Zeiträumen auch hier ausschliesslich die Hochspannungstrockensäule verwandt) ermittelten Werte:

Juni: $A_m = 27$ $A_{max} = 34$ $A_{min} = 16$ $n = 5$
August: $A_m = 15$ $A_{max} = 40$ $A_{min} = 6$ $n = 18$

so kommt man zu dem Schlusse, dass die Seeluft etwa nur ein Drittel soviel radioaktive Emanation enthielt wie die in Wolfenbüttel. Dabei war die Elektrizitätszerstreuung sicher nicht geringer als bei uns. Im Mittel aus ebenfalls 21 (Doppel-)Beobachtungen ergab sich:

$$a_+ = 1{,}23 \quad a_- = 1{,}89,$$

also $a = 1{,}56$ gegen 1,43 in Wolfenbüttel im Juni und 1,55 im August [2]), man wird also die mittlere prozentuale Zerstreuung im Juli bei uns sehr nahe $= 1{,}4$ setzen dürfen.

Dieser Umstand, dass die Seeluft mindestens

1) Diese Zeitschrift. 4, 138, 1902.
2) Wien. Ber. Bd. 111. Abt. IIa. S. 961. 1902.

gleich gut leitet, aber dabei weniger radioaktive Emanation enthält als die Luft über dem Binnenlande, deutet wohl darauf hin, dass noch andere Quellen der Ionisierung des Luftmeeres vorhanden sind als das Eindringen von Bodenluft. Die an Zahl nur geringen Beobachtungen Geitels in Zinnowitz an der Ostsee führten ebenfalls zu niedrigeren Aktivierungszahlen für die freie Atmosphäre als in Wolfenbüttel; eine Messung in Clausthal ergab $A = 33$.

Die geringe Radioaktivität der Luft über Juist hat nun auch zur Folge, dass Aktivierungen durch das natürliche elektrische Feld der Erde weit weniger deutlich ausgeprägt sind als bei uns. Bei steifer Seebrise ist es ja leicht möglich, einen Drachen stundenlang in sehr bedeutender Höhe über der Erdoberfläche zu halten. Derartige Versuche wurden an Tagen mit einem elektrischen Gefälle von 200—400 Volt/Meter, die in Juist häufig auftreten[1]), mehrfach angestellt. Die Aktivität des obersten Endes der Drachenschnur war aber sehr gering. Am 5. VII. ergab sich $A = 1.6$, am 8. VII. $A = 2,0$, am 19. VII. gar nur $A = 0,4$ und am 22. VII $A = 2,3$. Bei Verwendung einer mit Seewässer befeuchteten Schnur fand sich am 29. VII. $A = 3,7$. Es sind dies Werte von derselben Grössenordnung, wie sie bei uns horizontal gespannte geerdete Drähte in etwa 10 m Höhe über dem Erdboden liefern bei einem Potentialgefälle von etwa 100 Volt/Meter. (Vergl. unseren vorjährigen Bericht.) J. Elster.

1) Terr. Magnetism. VII. Nr. 1. S. 9. 1902.

(Eingegangen 6. Juni 1903.)

Versuch über die zeitliche Gewichtsänderung von Radium.

Von Ernst Dorn.

Das Ergebnis der Versuche von Herrn Heydweiller[1]), nach denen ein radiumhaltiges Präparat von de Haën täglich 0,02 mg an Gewicht verloren hat, erregte in mir den Wunsch, diesen merkwürdigen Vorgang selbst zu beobachten.

Am 3. Dezember 1902 schmolz ich 29,9 mg des sehr aktiven „reinen" Radiumbromides von Buchler & Co.[2]) in ein Röhrchen aus dem alkalifreien Jenaer Glase 477^{III} (Länge 6,0 cm, äusserer Durchmesser 0,46 cm, Wandstärke 0,3 mm) ein. Als Gegengewicht diente ein gleichlanges, mit Sand gefülltes und ebenfalls zugeschmolzenes Stück derselben Röhre. Beide Röhrchen erhielten zum Aufhängen Ösen aus gleichlangen Stücken desselben Platindrahtes; das Gewicht des Ganzen betrug 1,1084 bezw. 1,1088 g.

1) Diese Zeitschrift 4, 81, 1902.

2) Am nächsten Tage war das Glas bereits deutlich braun gefärbt.

Bei den Wägungen hingen die Röhrchen an Häkchen der Schalenbügel; dazwischen an Haken aus blankem Kupferdraht nebeneinander unter einem Glassturz, der in einen Falz eines Holzbodens einfiel und mit einem Sammetring versehen war.

Das Glas der Röhrchen kam während der ganzen Versuchsdauer mit keinem fremden Körper[1]) in Berührung; zum Transport wurden die Platindrähte mit einer Elfenbeinpinzette gefasst.

Das zur Interpolation dienende Platinmilligramm wurde auf einer Glasplatte unter doppelter Glasglocke aufbewahrt.

Die Wage (von Bosch) hatte Spiegelablesung (Skalenabstand 196,5 cm), ihre Empfindlichkeit variierte etwas mit der Temperatur und betrug bei der Beobachtungsreihe im Winter 33,3 mm für 1 mg, im Frühjahr 31,3.

Für die Wage war in einem grossen gewölbten, ruhig gelegenen Raume, dessen Steinfussboden ebenfalls einem Gewölbe auflag, aus Ziegeln ein Tisch mit Schieferplatte aufgemauert.

Das Beobachtungsfernrohr stand auf einem Stativ aus altem Ahornholz; dass seine Unveränderlichkeit genügte, konnte durch Beobachtung der arretierten Wege kontrolliert werden.

Die Wage war umgeben von einem doppelwandigen Kasten aus blankem Zinkblech, der nur einen durch Glas verschlossenen Ausschnitt für die Spiegelablesung hatte.

Die zur Skalenbeleuchtung dienende Glühlampe war nach der Wage zu mit Stanniol bedeckt und durch einen doppelten Zinkschirm abgeschirmt.

Im Frühjahr wurden zwei Näpfe mit Radiumchlorid (Aktivität 240)[2]) unter den Wagekasten gesetzt, um auch bei der Beobachtung der Ruhelage elektrostatische Ladungen sicher auszuschliessen.

Nach Öffnung des Wagekastens wurde frühestens nach 7 Min. beobachtet, meist verstrichen mehr als 10 Min.

Das Barometer und ein Psychrometer nach Assmann wurde während jeder Beobachtungsreihe abgelesen; jedoch hat sich, wie zu erwarten stand, ein Einfluss von Luftfeuchtigkeit und Luftdichte nicht gezeigt.

Die Einstellung der Wage wurde nach jeder Auslösung aus 2 Sätzen von je 7 Umkehrpunkten (Amplitude etwa 30 und 20 mm-Skalentheile) abgeleitet; das Wägungsschema war gewöhnlich $u\, l_1\, l\, u\, r\, r_1\, u\, l l_1\, u$ (u = unbelastet, l, l_1 =

1) Abgesehen von einem Falle. S. unten.

2) Verh. der Deutschen physik. Ges. 5, 189, 1903.

Radium, bezw. noch + 1 mg links, r, r_1 rechts) oder damit gleichwertig.

Nachstehendes Täfelchen vereinigt die Ergebnisse der Wägungen; angegeben ist die Differenz Röhrchen mit Radium — Röhrchen mit Sand in mg.

Datum	$R - S$	Datum	$R - S$
23. 12. 02	— 0,376	25. 3. 03	— 0,383[2])
24. 12.	— 0,381	26. 3.	— 0,383
25. 12.	— 0,386	28. 3.	— 0,384
26. 12.	— 0,386	29. 3.	— 0,381[3])
27. 12.	— 0,377	1. 4.	— 0,381
28. 12.	— 0,380[1])	2. 4.	— 0,380
29. 12.	— 0,382	10. 4.	— 0,382
2. 1. 03	— 0,384		
3. 1.	— 0,382		
4. 1.	— 0,384.		

Der Mittelwert der 5 letzten Winterbeobachtungen ist

$$-0{,}382_4 \pm 0{,}0013 \text{ mg};$$

derjenige der ersten 3 Messungen vom Frühjahr

$$-0{,}383_3 \pm 0{,}000_4 \text{ mg};$$

aus sämtlichen Messungen im März und April würde folgen

$$-0{,}3820 \pm 0{,}0011 \text{ mg},$$

doch ist es nicht unmöglich, dass durch die Pinzette am 29. 3. etwas von der auf dem Röhrchen gebildeten Oberflächenschicht fortgewischt wurde.

Jedenfalls aber schliessen meine Beobachtungen eine Gewichtsabnahme von mehr als 0,001 mg in nahe 3 Monaten aus.

Herr Heydweiller fand bei 5000 mg einer von de Haën bezogenen radiumhaltigen Substanz eine Gewichtsabnahme von 0,02 mg täglich. Wollte ich für das Radiumbromid von Buchler & Co. gleiche Eigenschaften voraussetzen, so müssten die 30 mg in 90 Tagen 0,011 mg verloren haben.

Indessen war es von vornherein wahrscheinlich, dass das Radiumbromid sehr viel aktiver war, als die Substanz von de Haën.

Herr Heydweiller hatte die grosse Freundlichkeit, Beobachtungen über die entladende Wirkung an einem Elektroskop nach Elster und Geitel mit einer von mir übersandten Substanz B (in ein Röhrchen von Glas 477^{III} eingeschmolzen) und mit seinen aktiven Substanzen anzustellen. Indem ich dann die Substanz B und die hiesigen Präparate an einem ähnlichen Elektroskop hier prüfte, liess sich die Aktivität wenigstens der Grössenordnung nach schätzen.

Nachstehend sind einige Beobachtungen zusammengestellt.

1) Von hier an wurde die Heizung einige Stunden vor der Wägung abgestellt.
2) Am 25. 3. nach Schema $u l_1 l r r_1 u$.
3) Das Sand enthaltende Röhrchen musste einmal mit der Pinzette am Glase gefasst werden.

Beobachter Herr Heydweiller; Entladung von 220 auf 132 Volt.

Substanz	Abstand cm	Dauer Sek.
Keine	—	101
B	50; 30.	74; 65.
de Haën	100; 50; 30.	77; 61; 48.
5 mg Radiumbromid.	200; 100	28; 11,5.

Beobachter D.; Entladung von 223 auf 134 Volt.

Substanz	Abstand cm	Dauer Sek.
Keine	—	845
B	50; 30.	116; 54.
30 mg Radiumbromid.	200	13.

Eine genauere Vergleichung wird durch die unvollkommene Isolation des Elektrometers von Herrn H. erschwert; immerhin möchte ich die Wirkung der 30 g Radiumbromid auf wenigstens das Zehnfache derjenigen der Substauz von de Haën schätzen.

Hieraus geht nun hervor, dass der von Herrn Heydweiller beobachtete Gewichtsverlust nicht von der das Glas durchsetzenden Strahlung herrühren kann. [1]) Durch das Glas gehen aber nach der Bezeichnung von Herrn Rutherford die β- und γ-Strahlen.

1) Herr Heydweiller teilte mir mit, dass er seit seiner ersten Veröffentlichung weitere Thatsachen auf diesem Gebiete gesammelt hat.

Halle, 5. Juni 1903.

(Eingegangen 7. Juni 1903.)

Über die Dispersion elektrischer Wellen in Wasser.

Von Erich Marx.

Die auffallend grosse Dielektrizitätskonstante und die Wichtigkeit der genauen Kenntnis der physikalischen Eigenschaften des Wassers hat eine grosse Anzahl von Forschern veranlasst, nach verschiedensten Methoden die Grösse der Dielektrizitätskonstante zu messen.

Die Unterschiede im Ergebnis dieser Messungen liegen zum Teil weit ausserhalb des von den verschiedenen Forschern als „möglicher Fehler" angegebenen Unterschiedes. Hierauf hatte ich s. Z., gelegentlich der Publikation eigener Bestimmungen, hingewiesen, und ich hatte, mit dem ausdrücklichen Bemerken, dass erst weitere Messungen die Realität der Abweichungen sicherstellen können, gezeigt, dass die vorhandenen Messungen sich innerhalb ihres „wahrscheinlichen Fehlers" durch die empirische Formel

$$\lambda = 2\,2n + 1 \,.\, \varrho$$

(nach der Maxima und Minima der Dielektrizitätskonstante für die Wellenlänge folgen würden, die

man erhält, wenn man für n ganze Zahlen, für ϱ eine Konstante einsetzt), angenähert darstellen lassen.[1])

Vor allem erschien es zur Entscheidung der Existenz einer Dispersion wünschenswert, eine einheitliche Methode bei Variation des Wellenbereiches zu verwenden. Dies habe ich nun für den Bereich der Periodenzahlen 10^{-7} bis 10^{-8} durchgeführt, und hierbei innerhalb ½ Proz. keine elektrische Dispersion gefunden.[2]) Dies zeigt, dass für lange Wellen die obige Formel keine Gültigkeit hat. Wenn man aber auch für kurze Wellen nur die Beobachtungen in Betracht zieht, die nach einheitlicher Methode gemacht sind, so würde sich bei solcher Zusammenstellung ergeben, dass auch bei kurzen Wellen kein periodischer, sondern rein normaler Dispersionsverlauf stattfindet. Solche nach einheitlicher Methode angestellten Messungen sind nämlich die nach Drudes Vorgang, mit Blondlotschem Erreger und festliegender erster Brücke, von Drude und auf gleiche Art, in anderem Wellenbereich von mir ausgeführten Bestimmungen. Die Zusammenstellung dieser, wohl als einheitlich zu bezeichnenden Messungen, ergiebt folgendes:

$\lambda =$	3,2 cm	36,5 cm	38,0	53	75	205
Drude n_{17} . .	—	—	9,14	—	9,04	8,98
Marx n_{17} . .	9,22	9,08	—	9,15	—	—

Hieraus lässt sich in der That nur auf eine schwache normale Dispersion auch für kurze elektrische Wellen schliessen. Dass eine solche sehr wahrscheinlich ist, darauf hat Drude[3]) schon früher aufmerksam gemacht.

Es würde also bei dieser Zusammenstellung der Dispersionsverlauf rein normal (innerhalb der Beobachtungsfehler) sich ergeben. Ich möchte um so mehr Nachdruck auf dieses Resultat legen, als es die alten, s. Z. von mir mit grosser Sorgfalt angestellten Messungen mit berücksichtigt, für deren Darstellung (im Zusammenhang mit anderen, nicht einheitlichen Messungen) ich damals die obige Formel aufsuchte. Die Messungen stehen, so zusammengestellt, im Einklang mit der von Drude zitierten Folgerung, rein normalen[4]) Dispersionsverlaufes.

Das Zweifelhafte obiger Formel war von mir damals zwar hervorgehoben, aber wohl nicht genügend betont worden. Um so nachdrücklicher möchte ich darauf hinweisen, dass meine einheitlichen Messungen für lange Wellen keine Dispersion ergeben haben, und dass für kurze Wellen sich obige Zusammenstellung bei alleiniger Berücksichtigung der, nach einheitlicher Metho[de] erzielten Resultate ergiebt, dass also die Form[el] für lange Wellen, vielleicht auch für kurze, u[n]gültig ist.

Entschieden ist es freilich bisher noch nich[t], ob überhaupt keine Richtungswechsel im Dispersionsverlauf des Wassers stattfinden. Di[e] Bearbeitung dieser Frage erscheint um so not[]wendiger, als durch 3 Beobachter, Cole[1]), Drude[2]) und Wildermuth[3]) in dem Bereic[h] zwischen 3 cm und 40 cm Wellenlänge, zweifellos das Vorhandensein von Absorptio[n] festgestellt worden ist.

Erst eine Methode, die hier einheitlich vorgeht, wird entscheiden können, ob der Dispersionsverlauf auch im Absorptionsgebiet normal ist. Nur eine kontinuierlich die Wellenlänge variierende Methode wird die wichtige Frage nach Eigenschwingungen im elektrischen Spektrum auch für kurze elektrische Wellen lösen.

1) A. D. Cole, Wied. Ann. **57**, 290, 1896.
2) P. Drude, Wied. Ann. **65**, 499, 1898.
3) K. Wildermuth, Dr. Ann. **8**, 224, 1902.

Leipzig, 12. Juni 1903.

(Eingegangen 12. Juni 1903.)

Über die Periode des musikalischen Flammenbogens.

Von S. Meisel.

Die Frage von der Periode des Duddellschen musikalischen Flammenbogens durfte man bis in die letzte Zeit nicht für endgültig gelöst halten. Die Untersuchungen von Duddell[1]) und Tissot[2]) zeigten, dass dessen Schwingungen dem einfachen Thomsonschen Gesetze gehorchen und die Periode aus der bekannten Formel

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$

berechnet werden könne. Sich auf diese Formel stützend, hat man vorgeschlagen, den Bogen zur Ermittelung von kleinen Selbstinduktionskoeffizienten anzuwenden. P. Janet[3]) hat sogar für diesen Zweck eine Methode gegeben, welche die Bestimmung der Schwingungsperiode zu vermeiden erlaubte und nur auf elektrischen Messungen basiert war. Er untersuchte auch[4]), von der Thomsonschen Formel ausgehend, die Verteilung der Stromstärken in verschiedenen Teilen des Bogenstromkreises. Dagegen sprechen die Arbeiten von Wertheim[5]) und

1) Duddell, The Electrician **46**, 269, 310.
2) Tissot, Eclairage Electr. **36**, 354, 1902.
3) P. Janet, C. R. **134**, 462, 1902.
4) P. Janet, C. R. **134**, 821, 1902.
5) Wertheim-Salomonson, Versl. Kon. Akad. Wet. Amsterdam 381, 1902; siehe auch Fabry, Ecl. Electr. 10. 375, 1903.

1) E. Marx, Inaug.-Diss. Göttingen 1898, S. 36.
2) Habilitationsschrift. Leipzig 1903.
3) P. Drude, Wied. Ann. **59**, 41, 1896.
4) Auf Seite 47 meiner Habilitationsschrift muss es statt „anomal", wie sofort ersichtlich „normal" heissen.

insbesondere von Ascoli und Manzetti[1]) in gewissem Grade gegen die Gültigkeit der Thomsonschen Formel für die Berechnung der Bogenperioden. Ascoli und Manzetti, welche die von Janet vorgeschlagene Methode der Messung von Selbstinduktionskoeffizienten prüfen wollten, haben gefunden, dass sie völlig falsche Resultate giebt. Sie untersuchten weiter auf stroboskopischem Wege den Flammenbogen und fanden, dass in ihm sich wenigstens zwei verschiedene Schwingungen aufeinander lagern: eine, die von der Kapazität und Selbstinduktion der Abzweigung abhängig ist und die andere, die dem Bogen selbst angehört.

Anfang dieses Jahres war ich beschäftigt, die Geschwindigkeit der Lichtausbreitung mit Hilfe des musikalischen Lichtbogens zu bestimmen. Die Methode war die bekannte Schwingungsmethode, die bereits von Colley[2]) und Lodge und Glazebrooke[3]) angewendet worden ist; wenn man die Kapazität eines Kondensators im elektrostatischen Mass, den Selbstinduktionskoeffizienten im elektromagnetischen und die Periode der Schwingungsentladung des Kondensators bestimmt hat, so kann man die Lichtgeschwindigkeit berechnen nach der Formel

$$v = \frac{2\pi}{T} \sqrt{L_m C_e}$$

Das Interesse der Arbeit lag in der Anwendung des musikalischen Bogens zur Bestimmung der Schwingungsperiode. Die Idee wurde mir von Herrn Dr. Gerschun gegeben. Die Kapazität wurde durch Vergleichung des Bogenkondensators mit einem Normalkondensator, dessen Kapazität aus den Dimensionen berechnet war, nach der Nernstschen[4]) Methode bestimmt. Die Selbstinduktion wurde nach der Stefanschen Formel für den Kreis berechnet. Die Periode des Flammenbogens wollte ich anfangs nach der akustischen Methode mittels einer Sirene von Cagniard-Latour bestimmen. Aber es war sehr schwer einen guten Einklang mit dem Bogen zu bekommen, denn die Tonhöhe des letzteren schwankte beträchtlich. Auch konnte ich mich mit der für die Lichtgeschwindigkeit gefundenen Zahl $v = 2{,}81 \cdot 10^{10} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}}$ durchaus nicht zufrieden geben. Ich dachte damals noch nicht, dass die Bogenperiode der Thomsonschen Formel nicht gehorche. Ich wandte mich zu der weniger subjektiven Fehlerquellen unterworfenen photographischen Methode und baute für diesen Zweck einen kleinen Apparat. Er bestand im wesentlichen aus einer hölzernen Trommel, die auf einer Stahlachse drehbar war. Letztere war mit einem Zähler verbunden. Ein Elektromotor setzte die Trommel in schnelle Bewegung. Das Bild des Bogens wurde mittels eines photographischen Objektives für die Trommel entworfen, welche mit einem Eastman-Celloidin-Film umgeben war. Ein Momentverschluss öffnete das Objektiv gerade für die Zeit, welche die Trommel brauchte, um eine Umdrehung zu vollbringen. Auf dem Film erschien unter der Wirkung des Bogens ein Streifen, in welchem starke Lichtintensitätsschwankungen deutlich zu bemerken waren. Eine von meinen Photographien ist hier abgebildet. Die Periode des Bogens kann sehr leicht durch die Formel $T = \frac{\lambda\Theta}{C}$, wo λ die Wellenlänge auf dem Film, Θ die Umdrehungszeit der Formel und C ihr Umfang ist, bestimmt werden.

Wenn die Thomsonsche Formel für den musikalischen Bogen gültig wäre, so müsste die Periode gleich 0,0006 Sek. sein, da die in der Abzweigung eingeschaltete Kapazität 3,43 M.-F. und die Selbstinduktion $3{,}39 \cdot 10^{-3}$ Henry betrug. Indessen schwankte die Periode auf verschiedenen Photographien zwischen 0,000732 Sek. und 0,000769 Sek. für einen 4,3 Amp.-Bogen. Auf den meisten Photographien bekam ich doch die Periode 0,000753 Sek. Ein Kontrollexperiment zeigte, dass die Trommel sich sehr gleichmässig umdrehe und die wirkliche Umdrehungszeit mit der mittels Zählers berechneten recht gut zusammenfalle.

Weitere Untersuchungen ergaben, dass die Periodenzahl pro Sekunde mit der Stromintensität abnehme. So z. B. für einen 2,3 Amp.-Bogen schwankte die Periode zwischen 0,000789 und 0,000813 Sek. blieb, aber im mittleren sehr nahe zu 0,000800 Sek.

Dieselbe Periode 0,000757 Sek. für einen 4,3 Amp.-Bogen ergab sich auch aus stroboskopischen Messungen. Zu diesem Zwecke benutzte ich die erwähnte Trommel, auf welcher

1) Ascoli und Manzetti, Rendiconti dei Lincei **11**, 11, 1902.
2) Colley, Wied. Ann. 1886.
3) Lodge und Glazebrooke, The Electrician **23**, 544.
4) Nernst, Ztschr. für Physik. Chemie **14**.

ein Streifen Papier befestigt wurde, auf dem schwarze vertikale Streifen gezeichnet waren. Die Trommel wurde in rasche Drehung gesetzt, mit dem Lichte des Flammenbogens beleuchtet und das Stehen der Linien beobachtet. Ich konnte dabei auch die von Ascoli und Manzetti beobachteten Erscheinungen kontrollieren. Sie entdeckten nämlich, dass das Stehen der Linien nicht einmal, sondern mehreremale eintritt und dabei die Linien öfters vielfach erscheinen. Daraus folgerten sie, dass im musikalischen Bogen mehrere übereinander gelagerte Schwingungen vorhanden wären. Dieser Meinung kann ich nicht zustimmen. Denn die Umdrehungszeiten der Trommel, bei welcher die Linien in grösserer Zahl, als die in der sie eingezeichnet sind, erscheinen, sind in einfachen Verhältnissen zu der dem Stehen der Linien in richtiger Zahl entsprechenden. Dabei erscheinen die Linien bei der halben Geschwindigkeit doppelt so dicht, bei dem Verhältnisse $^1/_3$ bis dreimal so dicht u. s. w. Das Phänomen kann daher sehr leicht durch eine einzige Schwingung erklärt werden.

Von dem von Ascoli und Manzetti geschilderten Phänomen selbständiger Schwingungen im Bogen beim einpoligen Anschliessen des Abzweigungskreises konnte ich keine Spur entdecken, weder mit Hilfe der Photographie, noch nach der stroboskopischen Methode. Es ist selbstverständlich, dass ich die Lichtgeschwindigkeit nach den erhaltenen Resultaten nicht mehr berechnet habe.

Die Resultate meiner Untersuchungen sind also folgende:

1. Die einfache Thomsonsche Formel darf für die Berechnung der Bogenperiode nicht angewendet werden.

2. Die Periode der Schwingung hängt von der Stromstärke ab.

3. Der musikalische Bogen kann überhaupt nicht zu genauen Messungen verwendet werden.

4. Die Voraussetzung zweier verschiedener Schwingungen im Bogen ist nicht notwendig.

Die Untersuchungen werden noch weiter verfolgt und ich hoffe, dass sie einiges Licht auf die Frage vom wirklichen Widerstand des Bogens werfen können.

Universität St. Petersburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 27. Mai 1903.)

Seiten-Entladungen frei gespannter Drähte.

Von R. Wachsmuth.

Vor drei Jahren hat Herr Viol[1]) auf meine Veranlassung eine Untersuchung über die Leuchterscheinungen an blanken Metalldrähten angestellt. Ein feiner Draht wurde auf einem Holzbrett zwischen zwei isolierenden Stützen gespannt. Dem einen Ende des Drahtes wurden von dem negativen Pole einer Elektrisiermaschine unter Zwischenschaltung einer Funkenstrecke Ladungen zugeführt. Es zeigte sich, dass unter gewissen, reproduzierbaren Bedingungen der Draht nicht in seiner ganzen Länge aufleuchtete, sondern Erscheinungen aufwies, wie man sie z. B. bei den Lecherschen Drähten in der Anordnung von Coolidge[2]) kennt. Es hätte daher nahe gelegen, das Leuchten des Drahtes als stehende elektrische Welle zu deuten. Auch war der Ausgangspunkt der Arbeit die vergebliche Bemühung gewesen, einen der alten v. Bezoldschen Versuche[3]) zu wiederholen. Doch liess sich — mit Sicherheit, wie wir glauben — durch Variation der Versuchsbedingungen der mechanische Charakter der Schwingungen nachweisen, obwohl ein Grund für das Auftreten mechanischer Schwingungen des Drahtes damals nicht gefunden werden konnte.

Trotzdem hat Herr Johnson[4]) geglaubt, die Violschen Versuche als Beweis für das Vorhandensein elektrischer Schwingungen in dem Drahte ansprechen zu müssen. Gerade die von ihm aufgestellte Formel[5]) für die Grund- und Oberschwingungen widerspricht dieser Deutung. Die Formel enthält naturgemäss die Länge des Drahtes, das Experiment hatte aber gezeigt, dass hinzugefügte Drahtlängen (übrigens auch Spulen und Kapazitäten) ohne Einfluss waren. Freilich blieb auch eine Änderung der

1) O. Viol, Mechanische Schwingungen isoliert gespannter Drähte mit sichtbarer elektrischer Seitenentladung. Inaug.-Diss. Rostock 1900, Ann. d. Phys. **4**, 734, 1901; vergl. auch diese Ztschr. 1, 465, 1900.

2) W. Coolidge, Wied. Ann. **67**, 578, 1899.

3) W. v. Bezold, Pogg. Ann. **140**, 541, 1870 (vergl. auch H. Hertz, Ges. Werke II, 61). Eine Umkehrung der Grössen bei den Lichtenbergschen Staubfiguren nachzuweisen, wie sie Herr v. Bezold bei der Versuchsanordnung Fig. 12 fand, halte ich jetzt für aussichtslos. Ich habe selbst zu wiederholten Malen den Versuch gemacht, doch trat eine Umkehrung selbst bei Zwischenschaltung von Drahtlängen bis zu 70 m nicht auf. Wenn der „viel hundertmal längere Weg (als die einfache Verbindung zwischen Funkenmikrometer und erster Nadel) durch den Draht D", welcher erste und zweite Nadel verbindet ($D = 6{,}4$ m), eine Umkehrung der Figuren hervorrief, so muss D $^1/_4$ Wellenlänge entsprechen. Das ist aber nur möglich, wenn irgend ein grösseres System in Schwingung ist. Eine sichere Annahme über ein solches lässt sich wohl nicht machen. Vermutlich spielt die Kapazität des elektrischen Kuchens eine Rolle, vielleicht auch die Selbstinduktion der angehängten Induktionsspule.

4) K. R. Johnson, diese Zschr. **2**, 648, 1901.

5) $\lambda = 2\, l/(n + 1)$, worin l die Drahtlänge. Inzwischen hat Herr Johnson in einer Zuschrift an mich die Formel in $\lambda = 4\, l/n$ berichtigt.

Spannung des Drahtes einflusslos. Eine Erklärung für die offenbar zwangsmässig auftretenden mechanischen Bewegungen fehlte noch.

Eine solche hat sich nun im Laufe einiger Untersuchungen ergeben, die Herr Kock[1]) im hiesigen Institut ausgeführt hat. Der Grund der mechanischen Schwingungen ist die elektrostatische Anziehung durch benachbarte Leiter. Das Holzbrett, auf welchem der Draht zwischen isolierenden Stützen aufgespannt wurde, war nahe genug, um eine anziehende Wirkung auszuüben. Ein frei in der Mitte des Beobachtungsraumes ausgespannter feiner Metalldraht zeigte die Leuchterscheinung nicht. Näherte man ihm jedoch einen mit der Erde verbundenen Leiter, so trat das negative Glimmlicht an den benachbarten Drahtstellen auf, auch liess sich bei der grossen Länge des Prüfungsdrahtes die durch Anziehung, Ladungsausgleich und neue Anziehung hervorgerufene Bewegung direkt sehen. Es gelang nun Herrn Kock mit mehreren stanniolbelegten Glasplatten, die mit der Erde leitend verbunden waren, durch Annäherung an dieselben oder entgegengesetzte Seiten des Drahtes, die Verwandlung der Grundschwingung in eine solche mit 2, 3, 4 u. s. w. leuchtenden Bäuchen bei unveränderter Funkenstrecke zu erzwingen. Dasselbe lässt sich auch durch Annäherung eines einzigen, unter Glas geklebten Stanniolstreifens erreichen, wenn man die Länge der Funkenstrecke verändert. Entsprechend den Potentialschwankungen, welche durch eine grössere oder geringere Zahl von überspringenden Funken in der Zeiteinheit hervorgerufen werden, schwingt der Draht bald in Grundschwingung, bald in Oberschwingungen, genau wie in dem bekannten Versuch der Wellenlehre ein Seil, auf dem man durch immer schnellere transversale Bewegung des einen Endes eine wachsende Zahl stehender Wellen erzeugt.

Durch diese Untersuchungen dürfte die Deutung des Herrn Johnson wohl endgültig widerlegt sein.

1) F. Kock, Seiten-Entladungen isoliert gespannter Drähte. Inaug.-Diss. Rostock 1903, S. 20—35.

Rostock, Juni 1903.

(Eingegangen 15. Juni 1903.)

Zur Charakteristik des Glimmstromes bei atmosphärischem Druck.

Von J. Stark.

1. Einleitung. — Die elektrischen Erscheinungen in Gasen von hohem Druck sind nicht prinzipiell verschieden von denjenigen in Gasen von niedrigem Druck. Der Glimmstrom (erste Kathodenschicht, Kathodendunkelraum, negative Glimmschicht, Zwischenraum, positive Lichtsäule) ist bis jetzt in der Regel bei niedrigem Druck untersucht worden, er kann indes auch bei atmosphärischem Druck hergestellt werden.

Soll der Lichtbogen zwischen feststehenden Elektroden gezündet werden, so kann dies nur dadurch geschehen, dass zwischen ihnen zuerst ein Glimmstrom hergestellt und dieser dann durch Erhöhung der Stromstärke in den Lichtbogen verwandelt wird. Der Wechselstromlichtbogen zwischen Metallelektroden wird in jeder Halbperiode durch einen Glimmstrom neu gezündet. Jeder elektrische Funke in freier Luft ist ein Glimmstrom, der sich in zahlreichen Fällen in einen kurzdauernden Lichtbogen verwandelt.

M. Töpler[1]) hat den Glimmstrom (Büschellichtbogen) in freier Luft mit Hilfe einer vielplattigen Influenzmaschine hergestellt. Die

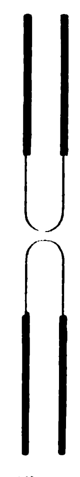


Fig. 1.

Resultate seiner Untersuchung waren folgende. „Die Zunahme der Potentialdifferenz ist der Schlagweitenzunahme angenähert proportional und beträgt etwa 1700 Volt pro Centimeter. — Die Potentialdifferenz an den Elektroden ist nahezu unabhängig von der Stromstärke, wenn die Entladung die Form des Büschellichtbogens besitzt." M. Töpler hat seine Untersuchung hauptsächlich auf grössere Elektrodenabstände und kleine Stromstärken (bis 1,6 Milliampère) beschränkt. Die vorliegende Untersuchung charakterisiert den Glimmstrom für kleine Elektrodenabstände und grosse Stromstärken.

2. Die Elektrodenspannung als Funktion des Elektrodenabstandes. — Als Elektrodenmaterial diente bei allen Versuchen Platin. In einem Falle waren die Elektroden U-förmig gebogene, 61 mm lange, 0,49 mm dicke Platindrähte, die in dicke Kupferdrähte eingelötet waren, wie Fig. 1 zeigt. In einem

1) Töpler, Wied. Ann. **66**, 671, 1898.

anderen Falle waren es 6 mm lange, 0,82 mm dicke Platinstifte, die in die Enden von dicken Kupferdrähten eingelötet waren. Die eine Elektrode war fest montiert, die andere war auf einem Schlitten mittels einer Mikrometerschraube verschiebbar. Der Glimmstrom verlief in beiden Fällen horizontal. Als Stromquelle diente eine Hochspannungsbatterie.

Tabelle I enthält zwei Messungsreihen mit den U-förmigen, Tabelle II mit den stiftförmigen Elektroden.

Tabelle I.

Elektrodenspannung in Volt.

Elektrodenabstand in mm	Stromstärke in Milliampère $i = 9{,}6$	$i = 14{,}4$
0,15	350	350
0,3	350	350
0,6	365	360
0,9	395	380
1,2	435	400
1,5	470	435
1,8	515	470
2,1	545	500
2,4	585	535
2,7	625	570
3,0	—	610

Tabelle II.

Elektrodenspannung in Volt.

Elektrodenabstand in mm	Stromstärke in Milliampère $i = 31$	62
0,15	350	350
0,3	350	350
0,6	380	370
0,9	405	390
1,2	430	415
1,5	457	—
1,8	485	455
2,1	500	—
2,4	530	495
2,7	550	—
3,6	570	540

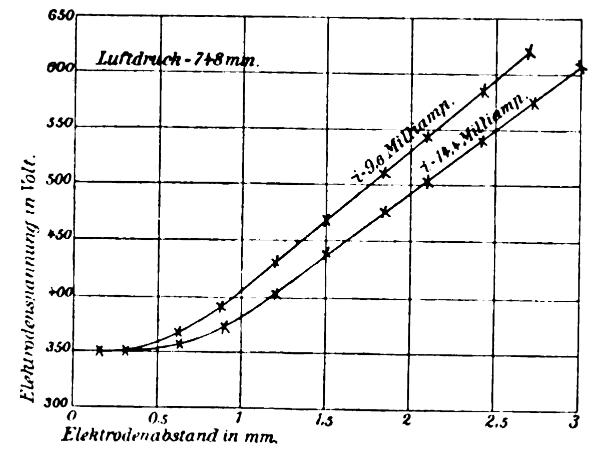


Fig. 2.

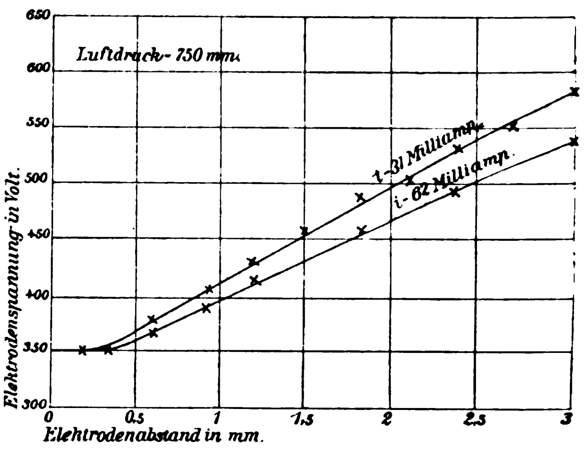


Fig. 3.

Fig. 2 und 3 stellen diese Messungen graphisch dar. Wie man sieht, nimmt bei konstanter Stromstärke die Elektrodenspannung des Glimmstromes in freier Luft mit abnehmendem Elektrodenabstand erst proportional mit diesem ab, dann langsamer als dieser und wird bei sehr kleinem Elektrodenabstand unabhängig von ihm. Für grössere Elektrodenabstände l gilt für die Elektrodenspannung $V = k + \varkappa \cdot l$. Der Differentialquotient $\frac{dV}{dl} = \varkappa$ ist um so kleiner, je grösser die Stromstärke ist.

Der konstante Wert der Elektrodenspannung für sehr kleine Elektrodenabstände stellt den normalen Kathodenfall des Glimmstromes dar; er beträgt 340 bis 360 Volt. Kleiner kann die Elektrodenspannung nicht werden, da die Existenzbedingung des Glimmstromes verlangt, dass an der Kathode auf der freien mittleren Weglänge der positiven Ionen deren Ionisierungsspannung, nämlich der normale Kathodenfall liegt.[1])

3. Elektrodenspannung und Stromstärke. — Die nachstehenden Tabellen beziehen sich auf die U-förmigen Elektroden; die Stromstärke i ist in Milliampère, die Elektrodenspannung V in Volt angegeben.

Tabelle III.

$l = 1{,}2$ mm i	V
7,2	470
8,6	455
10,1	435
11,2	430
12,7	425
15,0	410
17,2	405
20,0	400

Tabelle IV.

$l = 1{,}8$ mm i	V
7,0	550
8,4	532
9,7	518
11,6	500
13,0	490
15,1	480
18,0	465
20,4	455

1) J. Stark, Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 68, 198.

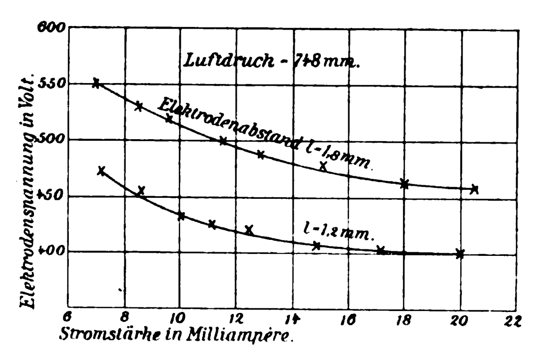


Fig. 4.

Die Fig. 4 stellt diese Messungen graphisch dar. Wie man sieht, nimmt bei konstantem Elektrodenabstand die Elektrodenspannung des Glimmstromes in freier Luft mit wachsender Stromstärke erst schneller, dann langsamer ab, um einem konstanten Werte zuzustreben. Die Elektrodenspannung V setzt sich nämlich aus dem Kathodenfall K, der auf der positiven Lichtsäule liegenden Spannungsdifferenz $P(i, l)$ und dem Anodenfall A zusammen. K ist bei dem hohen Druck normal (K_n), unabhängig von i, ebenso ist A nahezu unabhängig von i und überdies relativ klein. Der Differentialquotient

$$\frac{dV}{di} = \frac{d}{di}(K_n + P(i, l) + A)$$

ist darum identisch mit $\frac{dP(i, l)}{di}$. In der That ändert sich das Spannungsgefälle der positiven Lichtsäule in der oben angegebenen Weise (El. i. G. S. 164).

4. Erwärmung der Elektroden. — An der Kathodenoberfläche ist die elektrische Leistung im Gase gleich dem Produkt aus Stromstärke und Kathodenfall ($K \cdot i$), an der Anode gleich dem Produkt aus Anodenfall und Stromstärke ($A \cdot i$). Je grösser diese Produkte sind, auf eine desto höhere Temperatur erwärmt der Glimmstrom von selbst seine Elektroden bei niedrigem [1]) wie bei hohem Druck des Gases.

Um die Temperatur der Anode und Kathode miteinander vergleichen zu können, wurden die U-förmigen Elektroden benützt. Die eine von ihnen wurde gleichzeitig von einem schwachen Strome durchflossen, der durch den einen Kupferdraht zugeführt, durch den anderen abgeleitet wurde; durch Messung von Stromstärke und Klemmspannung wurde der Widerstand des Platindrahtes bestimmt; aus der Widerstandserhöhung infolge der Erwärmung durch den Glimmstrom wurde die mittlere Temperatur des Platindrahtes berechnet. In der folgenden Tabelle ist die Temperatur vom Eispunkt ab gerechnet.

1) J. Stark, Verh. d. Deutschen Physik. Ges. 5, 23, 1903.

Tabelle V.

Stromstärke in Milliampère	Temperatur der Kathode	Temperatur der Anode
9,4	436	—
11,5	470	180
13,9	495	200
16,7	530	250
18,6	547	—
20,4	569	—

Wie man sieht, erwärmt der Glimmstrom in freier Luft seine Kathode stärker als seine Anode; die Temperaturen seiner Elektroden nehmen zu mit wachsender Stromstärke. Der Unterschied in den Temperaturen der Anode und der Kathode erklärt sich daraus, dass der Kathodenfall (340 Volt) grösser ist als der Anodenfall (ungefähr 10 Volt).

Die angegebenen Temperaturen sind Mittelwerte zwischen der Temperatur an den Enden und derjenigen in der Mitte des Platindrahtes. Hier wo die Linien des Glimmstroms entspringen, ist eine beträchtlich höhere Temperatur vorhanden. Die Kathode war hier rot- bis weissglühend, während die Anode dunkel blieb.

Bemerkt sei noch, dass bei konstanter Stromstärke die Temperatur der Elektroden mit wachsendem Abstand l erst ein wenig zunahm, dann unabhängig von l wurde. Es sind nämlich die Produkte $K \cdot i$ und $A \cdot i$ unabhängig von l. Dazu werden die Elektroden durch Leitung und Strahlung aus der positiven Lichtsäule etwas erwärmt. Bei sehr kleinem Abstand fehlt diese Erwärmung. Über diese Erscheinung soll an einem anderen Orte genauer berichtet werden.

Göttingen, 29. Mai 1903.

(Eingegangen 9. Juni 1903.)

REFERATE.



Gustaf Granquist, Über die Bedeutung des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden bei dem elektrischen Lichtbogen. (Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Upsala 1902, Sonderabdruck.)

Die Unmöglichkeit, mit Wechselströmen gewöhnlicher Frequenz und Spannung einen Lichtbogen zwischen Metallelektroden zu erhalten, lässt eine Untersuchung über die Rolle, die das Wärmeleitungsvermögen der Elektroden bei Lichtbögen spielt, besonders wünschenswert erscheinen.



Gleichstromlichtbogen.

Die im Lichtbogen entwickelte Wärme, die sich aus der Formel

$$Q = 0{,}24 \cdot \mathfrak{J} \cdot V \cdot t$$

berechnen lässt, wenn $\mathfrak{J}$ und V Stromstärke und Spannung am Lichtbogen, t die Zeit bedeutet, geht teils durch Strahlung, Konvektion und Leitung zur umgebenden Luft, teils durch Leitung zu den Elektroden. Die letztere Menge wurde mittels eines um die untere Elektrode befestigten Kalorimetergefässes gemessen, indem diese Elektrode erst Anode, dann Kathode wurde. Für den Kohlenlichtbogen ergab sich nun, dass ungefähr 42 Proz. der ganzen im Bogen entwickelten Wärme durch Leitung zur Anode und ungefähr 37 Proz. zur Kathode überging. Die gesamte durch Leitung fortgeführte Wärme betrug also demnach etwa 79 Proz. Wurde die Kohlekathode durch Kupfer ersetzt, wodurch ja die Natur des Lichtbogens sich nur wenig ändert, so betrug die in die Kathode fortgeleitete Wärme etwa 45 Proz. der ganzen Wärmemenge. Auch auf anderem Wege gelangt man zu ähnlichen Zahlen: Mit Hilfe der von Frau Ayrton für Homogenkohlen bestimmten Anoden- und Kathodengefälle und der vom Verfasser ausgemessenen Grösse der Ansatzstellen des Lichtbogens an den Elektroden lässt sich für jede Elektrode die Summe der ausgestrahlten und durch Leitung fortgegangenen Wärme bestimmen. Die Strahlung der Ansatzflächen lässt sich hingegen unter der Annahme, dass ihre Temperatur 3600^0 beträgt und ihr Emissionsvermögen dasselbe ist, wie für absolut schwarze Körper, leicht berechnen. In der Differenz erhält man dann die durch Leitung fortgegangene Wärme.

Eine Änderung der Grösse der Anoden- und Kathodenfläche bei veränderter Wärmeleitfähigkeit der Elektroden, aber gleicher, den Flächen zugeführter Wärmeenergie lässt sich dadurch bestimmen, dass man die Kohleelektroden durch solche aus Kupfer ersetzt, da die Elektrodenspannung sich dabei nur wenig ändert, während das Wärmeleitvermögen für Kupfer etwa 100 mal so gross ist, als das für die hier verwandte Kohle. Um die Beschaffenheit des Lichtbogens, die ja im wesentlichen vom Material der Anode abhängt, nicht zu ändern, wurde jedoch stets nur die Kathode durch anderes Material ersetzt. Die Beobachtung ergab, dass die Kathodenfläche sowohl bei einem Kohle-, wie bei einem Kupferflammenbogen bedeutend grösser war, wenn die Kathode aus Kohle, als wenn sie aus Kupfer bestand.

Potentialmessungen ergaben, dass einer Vergrösserung der Kathodenfläche, also einer Abnahme der Stromdichte, eine Verminderung des Kathodengefälles entspricht, und umgekehrt, natürlich bei gleicher Stromstärke. Ändert man letztere, so wachsen die Elektrodenflächen etwas schneller als die Stromstärke, und folglich nimmt die Stromdichte in diesen bei wachsender Stromstärke ab. Bei wachsender Stromstärke nimmt demnach das Kathodengefälle ab.

Um die Bedeutung des Wärmeleitvermögens der Elektroden für den stabilen und labilen Gleichgewichtszustand der Lichtbögen zu untersuchen, entwickelt der Verfasser zunächst mathematisch die Bedingung für die Stabilität des Flammenbogens:

$$E + \mathfrak{J}^2 \frac{\partial R}{\partial \mathfrak{J}} > 0.$$

E ist die äussere elektromotorische Kraft, $\mathfrak{J}$ die Stromstärke und R der scheinbare Widerstand des Flammenbogens. — Diese Formel lässt sich leicht auf die von W. Kaufmann entwickelte Formel

$$\frac{\partial V}{\partial \mathfrak{J}} + \varrho > 0$$

zurückführen, die Bedingung dafür, dass ein elektrischer Strom $\mathfrak{J}$, der durch ein leitendes Gas hindurchgeht, stationär ist; ϱ bedeutet den äusseren Leitungswiderstand und V die Elektrodenspannnung. — Durch Experimente am Kohlen- wie am Kupferlichtbogen wurden die Gesetze, die sich aus den mathematischen Betrachtungen ergeben, bestätigt gefunden, dass nämlich, je grösser die elektromotorische Kraft der Batterie bei konstanter Stromstärke, oder, je grösser die Stromstärke bei konstanter elektromotorischer Kraft ist, um so grösser die Bogenlänge gemacht werden kann, ehe der Bogen erlischt.

Wird das Wärmeleitungvermögen der Elektroden gesteigert, so werden, wie wir gesehen, die beiden Elektrodenflächen vermindert und demzufolge die Potentialgefälle an denselben vergrössert. Dadurch wird, wenn sonst die Natur des Bogens sich nicht ändert, im Stromkreise die Stärke $\mathfrak{J}$ verringert. Nach obigen Gesetzen tritt daher der labile Zustand unter sonst gleichen Verhältnissen bei um so kürzeren Bogenlängen ein, je grösser das Wärmeleitungsvermögen der Elektrode ist. Versuche mit Kohle-Kupferelektroden bestätigten auch dieses Gesetz.

Wechselstromlichtbogen.

Für den Gleichgewichtszustand des Wechselstromlichtbogens muss offenbar die für den Gleichstrombogen angegebene Bedingungsgleichung gelten, wenn statt E, $\mathfrak{J}$, R die Momentanwerte e, i, r eingesetzt werden, also

$$e + i^2 \frac{\partial r}{\partial i} > 0.$$

Es ergiebt sich dann, dass der Gleichgewichtszustand nur in der Mitte jeder Halbperiode eine längere oder kürzere Zeit stabil, zu Anfang und Ende derselben jedoch labil ist.

Für die Zeit der Stabilität ist das Verhältnis von Stromstärke zur Spannung am Wechselstromlichtbogen gewöhnlicher Frequenz angenähert dasselbe, wie beim Gleichstrombogen, d. h. also der Zustand im Bogen folgt während der Stabilität momentan den Stromvariationen. Experimentell wurde dies durch Messung von Momentanwerten der Stromstärke und Spannung bestätigt.

Der Lichtbogen als solcher kann nur während des stabilen Zustandes existieren, während des labilen ist er erloschen, die Elektroden kühlen sich ab. Nach Ansicht des Verfassers ist nun die Bedingung dafür, dass die elektromotorische Kraft der darauf folgenden Periode wieder einen Strom durch den Bogen zwingen kann, die, dass die Abkühlung nicht eine bestimmte Grenze überschritten hat. Der Bestand des Lichtbogens ist demnach abhängig von der Länge der Zeit des labilen Zustandes, dem Wärmeleitungsvermögen der Elektroden und von der Wärmeenergie, die die Elektroden während des stabilen Zustandes erhalten haben.

Wird das Wärmeleitvermögen verringert, so kann die Zeit des labilen Zustandes vergrössert werden, ohne dass der Bogen erlischt. Ein Gleichstromlichtbogen zwischen Metallelektroden erlosch z. B. stets, wenn der Strom eine sehr kurze Zeit unterbrochen wurde, während derselbe Metalllichtbogen mit einer Kohle als Kathode bei derselben Unterbrechungszeit brennen blieb.

Je grösser die Stromstärke im Lichtbogen gemacht wird, um so grösser ist die entwickelte Wärmeenergie, um so längere Zeit kann man einen Bogen unterbrechen, ohne dass er ausgeht. Die von Blondel mit seinem Oszillographen aufgenommenen Strom- und Spannungskurven in Wechselstromlichtbögen unter verschiedenen Verhältnissen lassen sich mit diesen Gesichtspunkten deuten.

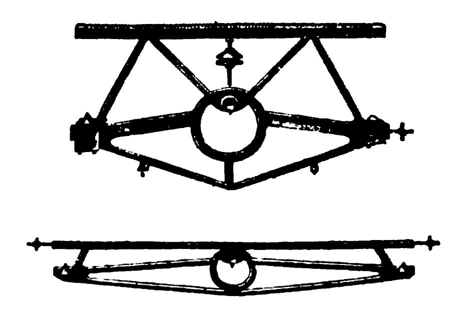
Eine Selbstinduktion, in einen solchen Stromkreis eingeschaltet, bewirkt, dass der Stromabfall vom stabilen in den labilen Zustand sich nicht mit der Steilheit vollziehen kann, wie ohne diese, die Stromstärke bleibt also hier während des labilen Zustandes etwas grösser als sonst, die Elektroden kühlen sich langsamer ab, der Bogen erweist sich beständiger, er erlischt erst bei grösserer Bogenlänge bei demselben Energieverbrauch, als wenn keine Selbstinduktion im Stromkreise ist.

Besondere Eigentümlichkeiten zeigt ein Wechselstrom zwischen einer Kohle- und einer Kupferelektrode. Während der Halbperiode, in welcher der Strom von der Kohle zum Kupfer geht, ist die Zeit des stabilen Zustandes bedeutend kürzer als in der anderen; da auch der scheinbare Widerstand für den Bogen mit positiver Kohle grösser ist, ist die Stromstärke in dieser Halbperiode geringer als in der anderen. Ein Gleichstrommesser, in die Leitung eingeschaltet, zeigt demnach einen konstanten Strom von der Kupfer- zur Kohlenelektrode an. Ein Gleichspannungsmesser an den Elektroden zeigt hingegen eine konstante Potentialdifferenz in umgekehrter Richtung; denn während des labilen Zustandes, der hier beim Strome von der Kohle zum Kupfer länger dauert als bei umgekehrter Richtung, sind die momentanen Werte der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden beinahe so gross wie die Momentanwerte der elektromotorischen Kraft, ihre Mittelwerte wachsen also mit der Dauer des labilen Zustandes. Vergrössern wir die Bogenlänge, so wird die Zeit des stabilen Zustandes für beide Halbperioden vermindert. Nach obigen Ausführungen über den Einfluss der Änderung des Wärmeleitvermögens ist für den Kohlenbogen durch die Kupferkathode die Existenzbedingung eine schlechtere als für den Kupferbogen mit der Kohlenkathode. Letzterer wird also noch bei grösserer Bogenlänge existenzfähig sein, und wir erhalten in Übereinstimmung mit einer Blondelschen Kurve nur noch einen Strom während der Halbperiode, in welcher das Kupfer Anode ist. M. Reich.

(Eingegangen 9. Juni 1903.)

G. Hartner (Ebingen), Ein neuer Wagebalken.

Die beistehenden Abbildungen geben ein Bild der bemerkenswerten Neuheit. Durch rationelle Versteifung ist die Festigkeit des Balkens ohne gleichzeitige Gewichtserhöhung erreicht, die Durchbiegung des Balkens daher



auch bei grossen Belastungen so gut wie Null. Somit ist die Empfindlichkeit bis zu hohen Belastungen unabhängig von der Belastung. Die Normaleichungskommission hat in einem Gutachten diese Vorzüge neben guter Konstanz hervorgehoben. H. Th. Simon.

(Eingegangen 17. Juni 1903.)

BESPRECHUNGEN.

F. Richarz, Neuere Fortschritte auf dem Gebiete der Elektrizität. In wissenschaftlich-gemeinverständlicher Weise dargestellt. 2. Auflage. gr. 8. V und 128 S. mit 97 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner 1902. Gebunden M. 1,50.

Aus Vorträgen entstanden, nach kurzer Zeit in zweiter Auflage erschienen, ist dieses Büchlein eine Perle jener echt gemeinverständlich-wissenschaftlichen Literatur, in der des Verfassers grosser Lehrer Helmholtz der unübertroffene Meister ist. Vortrefflich ausgewählte, vielfach originelle Versuche, eine licht- und reizvolle Art, auch schwierige theoretische Zusammenhänge bewusst zu machen, bei aller Gemeinverständlichkeit äusserste Strenge und Tiefe des Eindringens, sind die Vorzüge, die hervorgehoben werden mögen. Für unsere Studierenden, für Oberlehrer, für Ingenieure, für jeden, der in die Ideengänge der modernen Elektrizitätslehre und Ätherphysik eindringen will, wüsste ich kein besseres einführendes Werk zu nennen. Aber auch für den, der die Dinge kennt, ist die Lektüre ein hoher Genuss und eine Quelle mancher neuen Einsicht, vor allem in pädagogischer Hinsicht. Erwähnt sei z. B. die geistreich scharfe Art, wie auf S. 80 ff. klar gemacht wird, dass die magnetische Komponente einer fortschreitenden elektromagnetischen Welle in Phase mit der elektrischen ist. Die nichtmathematische Überlegung neigt hier leicht zu dem Irrtum, eine Phasenverschiebung von 90^0 zu sehen, wie es auch in mehr als einer Darstellung zu finden ist. Und ähnlicher Art finden sich viele Dinge in dem vortrefflichen Werkchen, die fraglos sehr fruchtbar auf die Vertiefung des Verständnisses für die Anschauungen der modernen Elektrizitätslehre wirken werden.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 12. Mai 1903.)

W. Bruesch, Grundriss der Elektrotechnik für technische Lehranstalten. gr. 8. XI und 168 Seiten mit 248 Abbildungen. Leipzig, B. G. Teubner 1902. Gebunden M. 3,—.

Das kleine, sehr gut ausgestattete, aus Vorträgen entstandene Buch ist sehr reichhaltig, zu reichhaltig vielfach. Es ist für technische Lehranstalten bestimmt und „macht keinen Anspruch auf Vollständigkeit und grosse Wissenschaftlichkeit". Es ist sicherlich mit Liebe abgefasst; trotzdem ist der Referent der Ansicht, dass nicht jeder, der einmal elektrotechnische Vorträge hält, sie auch gleich drucken lassen muss. Die Oberflächlichkeit und Seichtigkeit unserer elektrotechnischen Litteratur hat in diesem nicht genügend unterdrückten, durch das Interesse breiter Massen an elektrotechnischen Dingen genährten, von den Verlegern aber ins Kraut gezüchteten Drange nach Druckerschwärze ihre Wurzel. Das vorliegende Büchlein ist übrigens in dieser breiten Gesellschaft der Vielzuvielen gewiss auf der besseren Seite. Dem Physiker aber und dem, der es werden will, genügt es nicht, und auch den Praktiker sollte man zu grösserer Strenge und Tiefe erziehen. Dass das auch für den Standpunkt des ernsthaften Laien erreichbar ist, zeigt z. B. das mustergültige Werkchen von F. Kohlrausch, „Energie oder Arbeit und die Anwendungen des elektrischen Stromes" [1]) oder auch der hübsche elektrotechnische Vortragscyklus von E. Cohn u. a. m.

1) Diese Zeitschrift **4**, 380, 1903.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 12. Mai 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden Dr. phil. C. L. Lindelöf zum Professor der Mathematik an der Universität Helsingfors, der Privatdozent der Mathematik an der Technischen Hochschule zu Dresden Emil Naetsch zum a. o. Professor, der Kapitän zur See Hertz zu Hamburg unter Beförderung zum Kontreadmiral zum Direktor der Seewarte, der a. o. Professor der Chemie Dr. Tafel in Würzburg zum o. Professor, als Nachfolger des Prof. Dr. Hantzsch.

Der ord. Professor in der mathematischen und naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Strassburg, Direktor des chemischen Instituts, Dr. Johannes Thiele, hat einen Ruf in gleicher Eigenschaft nach Würzburg erhalten, aber abgelehnt.

Aus Anlass der Daltonfeier wurden dem Professor der Allgemeinen Chemie an der Universität Berlin Dr. Jacobus Hendricus van t' Hoff und dem Professor der Mineral-Chemie Dr. Frank Wigglesworth Clarke an der Columbian University in Washington Ehrendiplome der Victoria-Universität in Manchester verliehen. Der ord. Professor des Maschineningenieurwesens, Vorstand der Materialprüfungsanstalt und des Ingenieurlaboratoriums an der Technischen Hochschule in Stuttgart, Baudirektor Karl von Bach wurde von der Technischen Hochschule Berlin zum Doktor-Ingenieur ehrenhalber ernannt.

In Wien starb der Professor der Mathematik an der Universität, Gegenbauer, in Rom der Senator Luigi Cremona, Professor der höheren Mathematik an der römischen Universität, im Alter von 73 Jahren, in Berlin der Dozent für Mathematik an der Technischen Hochschule, Professor Dr. M. Hamburger, im Alter von 65 Jahren.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 20. 15. Juli 1903. Redaktionsschluss für No. 21 am 22. Juli 1903. 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über einige, von Herrn B. Weinstein zu meiner Theorie der inneren Reibung gemachten Bemerkungen.

Von Ladislaus Natanson.

In seinem verdienstvollen Werke „Thermodynamik und Kinetik der Körper" (Braunschweig, 1901—1903, F. Vieweg & Sohn) bespricht Herr B. Weinstein (Bd. II, S. 93—97) eine von Poisson und Maxwell angedeutete Theorie der inneren Reibung der Flüssigkeiten, welche ich in mehreren Aufsätzen [1]) zu entwickeln und auf verschiedene Probleme anzuwenden versuchte. Er hat dabei gegen einzelne Punkte der vorgeschlagenen Theorie gewisse Einwände erhoben, welche ich nicht unbeantwortet lassen möchte, eben weil man erwarten kann, dass das wertvolle Lehrbuch Herrn Weinsteins nicht ohne Einfluss bleiben wird.

Auf die Hypothesen, welche der obenerwähnten Theorie zu Grunde liegen, hier im einzelnen einzugehen, würde zu weit führen; ich will mich auf die Besprechung der von Herrn Weinstein hervorgehobenen Einzelheiten beschränken, indem ich mich in betreff des weiteren auf meine oben citierten Arbeiten, darunter auf zwei im Mai-Hefte des Bulletin International d. Math.-Naturw. Klasse der Krakauer Akademie für 1903 [1]) erscheinenden Abhandlungen berufe.

In meiner ersten Abhandlung vom Jahre 1901 habe ich den Normaldruck p, gegen welchen die mit p_{xx}, p_{yy}, p_{zz} bezeichneten Grössen infolge der Relaxation konvergieren, gleich einer Funktion $p\ (\varrho, \vartheta)$ der Dichte ϱ und der absoluten Temperatur ϑ gesetzt; ich habe mich weiter auf die Behandlung isothermischer Prozesse beschränkt. Meine diesbezügliche Aussage bezeichnet Herr Weinstein (S. 95) als „wenig wahrscheinlich". Ich möchte bemerken, dass die Gleichungen der Bewegung reibender Flüssigkeiten, wie sie in der klassischen Hydrodynamik vorgetragen werden, sich wesentlich auf isothermische Prozesse beziehen. Richtig wäre es trotzdem, wenn man sagte, dass der obenerwähnte Passus meiner Abhandlung „Über die Gesetze der inneren Reibung" eine nicht notwendige Beschränkung enthält. Wir können sagen: es bedeute $p\ (\varrho, \vartheta)$ eine Funktion der Dichte und der Temperatur, welche erstens von der Natur der Flüssigkeit, zweitens von den thermodynamischen Bedingungen [2]) abhängig ist, denen die Bewegung zu genügen hat. So z. B. für isothermische Prozesse wird diese Funktion eine gewisse Gestalt, für adiabatische eine andere Gestalt annehmen u. s. w. Wir setzen, wie in der erwähnten Abhandlung:

$$(1)\qquad \varrho \frac{dp\ (\varrho, \vartheta)}{d\varrho} = h;$$

1) Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie, Classe d. Sc. Math. et Nat., Année 1901, p. 95 et 161; Année 1902, p. 19, p. 488 et 494; Année 1903, p. 268 et 283. Rozprawy W. M. P. Ak. Um., tom **41** (A), 223, 306; tom **42** (A), 28, 399, 405. Übersetzt in Zeitschrift für physikalische Chemie **38**, 690, 1901; **39**, 355, 1901; **40**, 581, 1902; **43**, 179 und 185, 1903. — Wie aus einer S. 97 sich befindenden Bemerkung hervorgeht, ist von den angeführten Abhandlungen nur die erste im Jahre 1901 erschienene Arbeit „Über die Gesetze der inneren Reibung" Herrn Weinstein bekannt geworden.

1) „Sur l'application des équations de Lagrange dans la Théorie de la Viscosité" und „Sur l'approximation de certaines équations de la Théorie de la Viscosité" Sitzung d. Math. Naturwiss. Klasse d. Krakauer Akademie vom 4. Mai 1903.

2) Vergl. P. Duhem, Journal de Mathématiques pures et appliquées (5) tome **4**, fasc. Nr. I, 1898; sowie meinen Aufsatz in Rozprawy W. M. P. Ak. Um. **34**, 67 oder in Zeitschrift für physikalische Chemie **24**, 302, 1897.

es werden so viele verschiedene Konstanten h existieren, wie viele Gattungen der Funktion $p(\varrho, \vartheta)$ in Betracht gezogen worden sind. Einer jeden Konstanten h wird dann eine besondere Konstante k entsprechen, indem für jede Art der Funktion $p(\varrho, \vartheta)$ die Beziehung $k = h$, wenigstens näherungsweise, erfüllt sein muss.

Herr Weinstein, nachdem er die für die beiden Reibungskoeffizienten λ und μ geltenden Formeln mitgeteilt hat:

$$\mu = nT, \quad \lambda = (k - h - \tfrac{2}{3} n) T \tag{2}$$

(wo n den Starrheitsmodul, T die Relaxationszeit bezeichnen), sagt ferner: (die Reibungskoeffizienten sind) „proportional der Relaxationsdauer, wie in der Maxwellschen Theorie der Reibung der Gase . . . . Letzteres betrachtet Natanson anscheinend als eine wertvolle Bestätigung seiner Theorie; dass es nicht zutrifft, sieht der Leser sofort, da der Faktor T nur gewonnen ist, indem man dt durch T dividiert hat." (S. 96.) Zur Erläuterung will ich die Näherungsgleichungen für die Druckkräfte

$$p_{xx} - p, \; p_{yy} - p, \; p_{zz} - p, \; p_{yz}, \; p_{zx}, \; p_{xy}, \tag{3}$$

welche ich gegeben habe und auf welche sich der angeführte Einwand Herrn Weinsteins bezieht, hier anführen und sie mit den entsprechenden klassischen Gleichungen der Poisson-Stokesschen Theorie der Reibung zusammenstellen. Bezeichnen wir mit C_{xx}, C_{yy}, C_{zz}, C_{yz}, C_{zx}, C_{xy} gewisse, nur von x, y, z, nicht aber von t abhängige Grössen, mit ε die Basis der natürlichen Logarithmen; und setzen wir

$$\left\{\begin{array}{ll} \dfrac{\partial u}{\partial x} = e; & \dfrac{\partial w}{\partial y} + \dfrac{\partial v}{\partial z} = a; \\ \dfrac{\partial v}{\partial y} = f; & \dfrac{\partial u}{\partial z} + \dfrac{\partial w}{\partial x} = b; \\ \dfrac{\partial w}{\partial z} = g; & \dfrac{\partial v}{\partial x} + \dfrac{\partial u}{\partial y} = c; \end{array}\right. \tag{4}$$

$$e + f + g = \bar{\omega},$$

so lauten die von mir gegebenen Näherungsformeln folgendermassen:

$$p_{xx} - p = C_{xx}\varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T}\{2\mu e + \lambda\bar{\omega}\} \tag{5a}$$

$$p_{yy} - p = C_{yy}\varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T}\{2\mu f + \lambda\bar{\omega}\} \tag{5b}$$

$$p_{zz} - p = C_{zz}\varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T}\{2\mu g + \lambda\bar{\omega}\} \tag{5c}$$

$$p_{yz} = C_{yz}\varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T}\mu a \tag{6a}$$

$$p_{zx} = C_{zx}\varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T}\mu b \tag{6b}$$

$$p_{xy} = C_{xy}\varepsilon^{-t/T} - \varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T}\mu c. \tag{6c}$$

Nach Poisson-Stokes haben wir dagegen:

$$p_{xx} - p = -(2\mu e + \lambda\bar{\omega}) \tag{7a}$$

$$p_{yy} - p = -(2\mu f + \lambda\bar{\omega}) \tag{7b}$$

$$p_{zz} - p = -(2\mu g + \lambda\bar{\omega}) \tag{7c}$$

$$p_{yz} = -\mu a \tag{8a}$$

$$p_{zx} = -\mu b \tag{8b}$$

$$p_{xy} = -\mu c. \tag{8c}$$

Man sieht, dass der Einwand Herrn Weinsteins auf einem Versehen beruht. Denn z. B. mit der Grösse a, welche sich in der Poisson-Stokesschen Gleichung (8a) befindet, ist nur und ausschliesslich der Ausdruck

$$\varepsilon^{-t/T}\int \frac{dt}{T}\varepsilon^{t/T} a \tag{9}$$

vergleichbar; und nicht etwa der mit T nicht dividierte Ausdruck

$$\varepsilon^{-t/T}\int dt\,\varepsilon^{t/T} a. \tag{10}$$

In Bezug auf die Zeit wäre dann die Grösse (10) von einer anderen Dimension als a, während die Grösse (9) von derselben Dimension ist. Zieht man z. B. den besonderen Fall in Betracht, wenn man a als unabhängig von t behandeln kann, so wird (9) gleich a, während (10) gleich Ta sein würde. Ähnliches lässt sich von den übrigen, in den Gleichungen (5), (6), (7), (8) auftretenden Grössen behaupten.

S. 97 sagt Herr Weinstein: „Ausserdem muss hervorgehoben werden, dass die mit den C_{xx} u. s. f. multiplizierten Teile in den Gleichungen für die Druckkräfte mir unzulässig scheinen. Da sie von der Bewegung nicht abhängen, würden sie stets vorhanden sein, auch im Gleichgewichtszustand, und das würde bedeuten, dass der Druck in einer Flüssigkeit überhaupt nicht konstant ist, weder nach der Zeit, noch nach dem Ort, was mindestens das erstere, wohl unzulässig ist." Die Glieder $C_{xx}\,\varepsilon^{-t/T}$ u. s. w. in den Gleichungen (5) und (6) bringen offenbar zum Ausdruck die Einwirkung, welche auf die Druckkräfte von der ursprünglichen, zur Zeit $t=0$ vorhandenen, später aber abklingenden Störung ausgeübt wird. Ich glaube, dass derartige Glieder in den Gleichungen einer Theorie der Reibung durchaus gerechtfertigt, ja sogar notwendig sind. Es wird genügen, mich z. B. auf die Erscheinung der accidentellen Doppelbrechung in Körpern, wie Kolophonium, Firnis u. s. w. zu berufen. Von R. Reiger[1]) und G. de Metz[2]) ist auf diesem, optischen Wege das Abklingen im Ruhezustand einer anfänglichen Störung experimentell verfolgt worden; wie zu erwarten war, hat sich dabei das Exponentialgesetz $\varepsilon^{-t/T}$ bewährt, welches meinen einfachen, in Bezug auf den Vorgang der Relaxation angenommenen Hypothesen entspricht.

1) Diese Zeitschrift **2**, 213. R. Reiger, Innere Reibung plastischer und fester Körper. Inaug.-Diss., Erlangen 1901.

2) G. de Metz, Comptes Rendus, tome **134**, 1353; **136**, 604.

Zum Schluss möchte ich mir erlauben, mit Dankbarkeit die höfliche, rein sachliche Form zu erwähnen, in welcher Herr Weinstein seine Einwände gegen einzelne Punkte meiner Theorie ausgesprochen hat.

Krakau, den 13. Juni 1903.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

Über ein kurzes Glyzerinbarometer.

Von U. Behn und F. Kiebitz.

Zahlreich sind die Vorschläge, sei es, die Angaben des Quecksilberbarometers mechanisch zu vergrössern, sei es, nach anderen Prinzipien grössere Ausschläge zur Bestimmung der Veränderungen des Luftdruckes zu erhalten; da aber alle diese Versuche mit einer Einbusse von Genauigkeit verbunden sind, wird man, wenn es sich um exakte Messungen handelt, wohl stets beim Quecksilberbarometer bleiben und die Ausschläge desselben optisch vergrössern.

Auf der anderen Seite verdienen Apparate, wie z. B. vor anderen das von Hefner-Alteneckscbe Barovariometer[1]), bei dem sich, unter vollständigem Verzicht auf absolute Messungen, die Ausschläge fast unbegrenzt steigern lassen, ernstliche Beachtung, die diesem Apparat ja auch besonders von den Meteorologen schon zu teil wird.

Die Angaben derjenigen Instrumente, bei denen der Luftdruck durch die Höhe einer Flüssigkeitssäule gemessen wird, sind ihrem absoluten Wert nach brauchbar und bei Verwendung einer leichteren Flüssigkeit denen des Quecksilberbarometers gegenüber vergrössert. So giebt das Glyzerinbarometer entsprechend seiner grösseren Länge die Schwankungen des Barometerstandes in fast 11 facher Vergrösserung. Das hat zur Folge, dass man, wenn es nicht auf besondere Genauigkeit ankommt, die Ablesungen hier ohne besondere optische Einrichtungen machen kann. Dieser Vorteil wird aber durch die unbequeme Länge des Instrumentes mehr als aufgehoben.

Die Idee, eine durch eine Sperrflüssigkeit abgeschlossene Luftmenge (also ein Galileïsches Luftthermometer, etwa in Kirchers[2]) Form) auf konstanter Temperatur zu halten und die Luft so statt des Vakuums der gewöhnlichen Barometer zu benutzen, ist naheliegend und wohl oft benutzt. Für Messungen, bei denen eine geringe Genauigkeit ausreicht, ist kürzlich ein derartiges leicht transportables kleines

1) Wied. Ann. **57**, 468, 1896.
2) Vgl. z. B.: E. Gerhard, Geschichte der Physik S. 133.

Instrument, das Mundbarometer von Herrn Grützner[1]) angegeben worden.

Umgiebt man dagegen die abgeschlossene Luftmenge mit schmelzendem Eis, so sind die Angaben des Barometers zuverlässig. Und in den jetzt wohl in allen Laboratorien vorhandenen Vakuummantelgefässen hat man ein Mittel, das Schmelzen dieses Eises so zu verlangsamen, dass eine einzige Füllung etwa für einen Monat reicht, ein Umstand, der dieser Anordnung praktische Bedeutung ermöglicht. Unser Apparat, den man sich leicht selbst zusammenstellen kann, ist also folgender:

Man füllt ein kugeliges, versilbertes Vakuummantelgefäss[2]) von gut 2 Liter Inhalt mit geschabtem oder klein gestossenem[3]) Eise und etwas Wasser und senkt dann das eigentliche

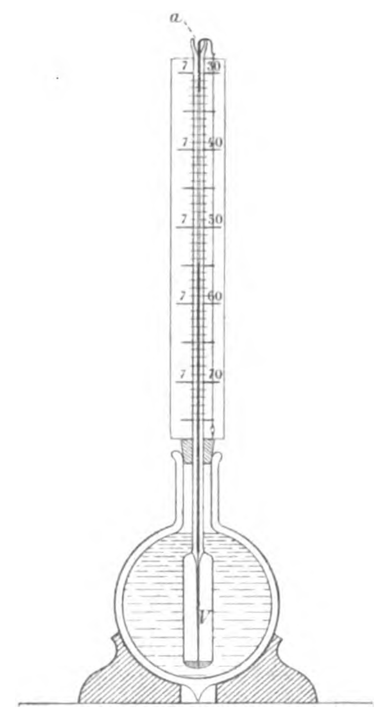


Fig. 1.

Barometergefäss ein, dessen Kapillare durch einen Gummistopfen gesteckt ist. Letzterer besitzt noch eine dünne zweite Bohrung, die offen gelassen wird. (Fig. 1). Die Kapillare des

1) P. Grützner, Ann. d. Physik **9**, 238, 1902; vergl. auch die historische Skizze von H. A. Naber, Ann. d. Physik **4**, 815, 1901; und K. T. Fischer (ein Luftdruckaräometer), Ann. d. Physik **3**, 428, 1900.

2) Die Vakua fallen sehr verschieden aus, die besten 2 l-Gefässe, die wir besitzen, lassen in 24 Stunden ca. 140 g flüssige Luft verdampfen (Glasbläser Burger, Berlin N), das entspricht einem Wärmezufluss von 7000 Kal. in 24 Stunden bei ca. 200° Temperaturdifferenz zwischen innen und aussen. Wäre der Wärmefluss dieser Differenz immer proportional, so müsste sich eine Eisfüllung fast ein halbes Jahr halten.

3) Es empfiehlt sich, das Eis gut zu zerkleinern und vorsichtig einzufüllen, weil sonst leicht die innere, meist recht dünnwandige (bis 0,2 mm) Glaskugel zerbricht.

„Barometers“ ist etwa 65 cm lang, starkwandig, unten ausgezogen und hat einen inneren Durchmesser von ca. 1 mm. Um unnötige Luftzirkulation[1]) zu verhindern, steckt man oben einen kurzen Draht hinein, an dessen äusserem Ende man ein kleines Senkel aufhängen kann. Der Boden des Gefässes V, das etwa 3 cm Durchmesser und 12 cm Höhe hat, ist mit gefärbtem Glyzerin (oder sonst irgend einer passenden Flüssigkeit) bedeckt. Das dem Eise zugegebene Wasser im Vakuummantelgefäss soll etwa bis zum unteren Rande des Halses reichen. Man vergleicht nun einmal bei hohem und einmal bei geringem Luftdruck die Angaben des Glyzerinbarometers mit denen eines Quecksilberbarometers[2]) und macht sich danach eine Skala, auf der jedem Millimeterstrich des letzteren ein Strich entspricht. Die Striche haben gleiche Abstände und zwar von etwa 1 cm, wenn man die obigen Dimensionen befolgt.

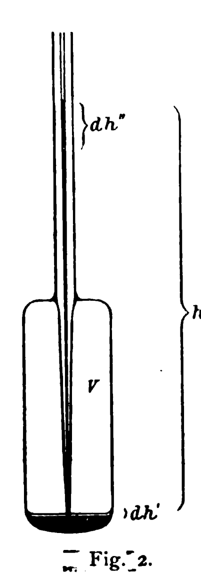


Fig. 2.

Dass in der That die Striche in gleichen Intervallen zu ziehen sind, erleichtert die Anfertigung der Skala und rechtfertigt sich durch folgende Überlegung:

Da das Luftvolumen v (Fig. 2) auf konstanter Temperatur gehalten wird, so ist

$$v\,(p + h) = \text{konstant},$$

wo p, der jeweilige äussere Luftdruck, durch die Höhe der entsprechenden Glyzerinsäule ausgedrückt werden möge.

Wir haben also

$$v(dp + dh) + dv(p + h) = 0$$

oder

$$vdp = -\,vdh - dv(p + h). \qquad (1)$$

Nun wird aber nicht dh, die Veränderung der Höhe der benutzten Glyzerinsäule, abgelesen, sondern nur dh'', die Höhenveränderung des kleinen (oberen) Meniskus, und es ist

$$dh = dh'' - dh',$$

wenn dh' die Höhenänderung des grossen Meniskus angiebt. Seien weiter die Querschnitte der beiden Menisken q und Q, so ist

$$dh''\,.\,q = dv = -\,dh'\,.\,Q.$$

Gleichung (1) wird also

$$vdp = -dh''\left(v\left(1 + \frac{q}{Q}\right) + q(p + h)\right)$$

folglich ist

$$-\frac{dh''}{dp} = \frac{1}{1 + \frac{q}{Q} + \frac{q}{v}\,(p + h)}. \qquad (2)$$

Der Ausschlag unseres Barometers erreicht also den des ungekürzten Glyzerinbarometers nicht ganz. Der Unterschied wird aber klein, wenn $\frac{q}{Q}$ und $\frac{q}{v}\,(p + h)$ klein sind. $\frac{q}{Q}$ hat bei den oben angegebenen Dimensionen den Wert $\frac{1}{700}$. Bei Benutzung eines kugeligen Vakuummantelgefässes von 2 Liter Inhalt wird man das v so gross machen können, dass $\frac{q}{v}\,(p + h)$ für $q = 1\ \text{mm}^2$ etwa gleich $\frac{1}{10}$ wird. Vor allem ist es nämlich wichtig, dass v gross ist, damit es sich bei variierendem Luftdruck nicht merklich ändert; denn nur dann ist $\frac{dh''}{dp}$ konstant, die Striche der Skala also äquidistant.

Die obige Rechnung ist nur dann genau gültig, wenn auch der Glyzerinfaden seine Temperatur nicht ändert. Eine Überschlagsrechnung lehrt aber (ebenso wie die Beobachtung), dass die Schwankungen der Zimmertemperatur, denen das obere Ende des Glyzerinfadens folgt, einen merklichen Einfluss auf die Angaben des Barometers nicht haben.

Wünscht man den Strichintervallen der Skala von vornherein eine bestimmte Grösse zu geben, so findet man aus Gleichung (2), welche Dimensionen für q, Q und v zu wählen sind.

Nach der Anfertigung und Füllung des Barometergefässes muss man (etwa durch Schütteln) dafür sorgen, dass das Glyzerin, was Absorption betrifft, mit der eingeschlossenen Luft im Gleichgewicht sei. Luftblasen, die den Glyzerinfaden unterbrechen, entfernt man durch Saugen oder Drücken mittels des Wassertrommelgebläses und giebt dann ebenso dem kleinen Meniskus eine passende Höheneinstellung.

Bei einem gut evakuierten Vakuummantelgefäss ist, mittlere Zimmertemperatur vorausgesetzt, eine neue Eisfüllung nach fast genau einem Monat erforderlich.[1]) Man schliesst dann die Kapillare, indem man einen gut passenden

1) Käufliches Glyzerin hat eine Wasserdampfspannung, die der mittleren der Luft entspricht, so dass wohl auch ohne diese Vorsichtsmassregel keine Flüssigkeit verloren gehen und die inneren Wände der Kapillare gut benetzt bleiben würden.

2) Ein einmaliger Vergleich genügt, wenn man den zweiten Punkt der Skala so bestimmt, dass man ein Wassermanometer vorschaltet und den Luftdruck dann künstlich ändert.

1) Jetzt, in der wärmsten Jahreszeit, allerdings erheblich eher.

Stopfen in die kleine Erweiterung bei *a* (Fig. 1) steckt[1]) und kann nun das Barometer herausnehmen und das Vakuummantelgefäss neu füllen. Da von der Sperrflüssigkeit hierbei nichts verloren geht, so bleiben die Angaben des Barometers richtig.

Wir haben seit 3 Monaten ein solches Barometer in Gebrauch. Seine Angaben stimmen mit denen eines zur Kontrolle benutzten Quecksilberbarometers auf etwa 0,1 bis 0,2 mm Quecksilber überein. Dabei erfordern die Ablesungen an unserem Glyzerinbarometer keinerlei Korrekturen, und das Barometer kann ohne Klopfen abgelesen werden. Ein zeitliches Zurückbleiben, veranlasst etwa durch die Viskosität des Glyzerins wurde nicht beobachtet. Wenn es gelänge, eine Substanz ausfindig zu machen, die bei Zimmertemperatur schmilzt, deren Schmelzpunkt scharf definiert ist und die eine hohe Schmelzwärme besitzt, so würde diese natürlich dem Eise vorzuziehen sein. Unter den organischen Substanzen, die der ersten Bedingung genügen, wurde aber keine gefunden, die auch die letzten beiden wichtigeren Postulate erfüllt.

Setzt man an dem oberen Ende der Kapillare ein dünnwandiges, allseitig geschlossenes Glasgefäss an, so hat man ein vom Luftdruck unabhängiges Gasthermometer, das in Ausnahmefällen vielleicht auch nützlich sein könnte.

1) Oder auch man legt das Barometergefäss während der Neufüllung der Vakuummantelflasche in Eis.

Frankfurt a. M., Laboratorium des Physikalischen Vereins, den 6. Juli 1903.

(Eingegangen 7. Juli 1903.)

Die magnetische Drehung der Polarisationsebene.

(Auszug aus der Amsterdamer Dissertation.)

Von J. J. Hallo.

Aus seiner magneto-optischen Theorie hat Voigt[1]) die Existenz abgeleitet der von Macaluso und Corbino experimentell aufgefundenen, ausserordentlich grossen Drehung der Polarisationsebene in der Nähe eines Absorptionsstreifens unter dem Einfluss des magnetischen Feldes, wenn das Licht die absorbierende Substanz parallel den Kraftlinien durchläuft; auch hat Voigt aus seiner Theorie abgeleitet, welche Erscheinungen sich innerhalb des Absorptionsstreifens selbst zeigen würden, und seine Voraussagungen auf diesem Punkte sind später durch das Experiment zum grössten Teil bestätigt worden.[2]) Ausserdem aber hat er das

1) Voigt, Göttinger Nachrichten, 1898, S. 329; Wiedemanns Ann. **67**, 345, 1899.

2) Zeeman, Verslagen v. d. Kon. Ak. van Wetenschappen te Amsterdam, Mai 1902.

quantitative Gesetz gefunden, welchem die obengenannte Drehung der Polarisationsebene folgen musste, und ich will hier kurz die Resultate einer Untersuchung mitteilen, welche ich zur Prüfung dieses Gesetzes angestellt habe. Ich wurde zu dieser Untersuchung durch Professor Zeeman angeregt und führte dieselbe im physikalischen Institut der Universität Amsterdam aus.

Die experimentelle Methode war die folgende. Das durch ein Nicol geradlinig polarisierte Licht durchläuft erst die Achse eines Rhumkorffschen Elektromagnets, zwischen dessen Polschuhen sich eine Natriumflamme befindet, dann ein Fresnelsches Doppelquarzprisma, das vor dem Spalt des Spektralapparats aufgestellt ist[1]); unmittelbar hinter diesem Spalt befindet sich das analysierende Nicol. Der Spalt steht im Brennpunkte eines Hohlspiegels, der die dadurch parallel gemachten Lichtstrahlen auf ein grosses Rowlandsches Gitter reflektiert. Das in dieser Weise beobachtete Spektrum ist stigmatisch[2]), und infolge des Doppelquarzprismas giebt es in dem Spektrum ein System von horizontalen, abwechselnd dunklen und hellen Banden. Sobald der Elektromagnet von einem Strome durchflossen wird, biegen sich die Banden in der Nähe der Natriumabsorptionsstreifen infolge der eintretenden Drehung der Polarisationsebene. Der Teil des Spektrums, in dem die Natriumlinien sich befinden, wird dann photographiert, und das so verfertigte Photogramm wird mit Hilfe eines guten Linsensystems nochmals photographiert in 5- bis 7 facher Vergrösserung. Auf diesen vergrösserten Photogrammen werden dann die Messungen angestellt. Auf dem Photogramm werden zu diesem Zwecke zwei einen rechten Winkel bildende Linien gezogen, eine Abszissenachse parallel den Interferenzbanden, und eine Ordinatenachse parallel den Absorptionsstreifen. Auf der Abszissenachse wird dann eine Teilung in halbe Millimeter angebracht, und die zu jedem Punkte dieser Teilung gehörige Ordinate der Interferenzbande wird mit einem feinen Massstabe abgelesen. Auf jedem Photogramm fanden sich bei meinen Messungen stets wenigstens drei Interferenzbanden vor, und die Summe ihrer respektiven Ordinate wurde als Ordinate einer „mittleren Bande“ genommen. Die Abweichung einer Bande aus dem ursprünglichen (horizontalen) Stand an jeder Stelle giebt unmittelbar die Drehung der Polarisationsebene an dieser Stelle, wobei mit dem Abstande zwischen zwei aufeinanderfolgenden dunklen Banden eine Drehung von 180° korrespondiert. Die Resultate meiner Messungen habe ich zu-

1) Corbino, Rendiconti d. Reale Ac. dei Lincei **10** (5), 137; Nuovo Cimento **3** (5), 121.

2) Siehe Runge und Paschen, Wiedemanns Ann. **61**, 647, 1897; und Zeeman, Archives Néerlandaises **5**, (2), 237.

sammengestellt in einer Reihe von Tabellen, welche ich in meiner Dissertation [1]) mitgeteilt habe. Von diesen Tabellen will ich als Beispiel eine hier geben. Darin ist δ proportional mit dem Unterschiede zwischen der Wellenlänge irgend einer Lichtart und derjenigen, welche mit der Mitte der Natriumlinie D_2 korrespondiert; den Proportionalitätsfaktor kann man berechnen, wenn man weiss, dass mit dem Unterschiede zwischen den Wellenlängen der beiden Natriumlinien ein Wert $\delta = 130$ korrespondiert. χ ist proportional mit der Drehung der Polarisationsebene; eine Drehung von 180^0 korrespondiert mit einem Werte $\chi = 105$.

δ	χ	$\delta^2\chi$	δ	χ	$\delta^2\chi$
15	88	19800	50	11	27500
20	51	20400	55	10	30250
25	31	19375	60	9	32400
30	23	20700	65	8	33800
35	18	22050	70	6	29400
40	14	22400	75	5	28125
45	12	24300			

Wie man aus dieser Tabelle ersehen kann, ist der Wert des Produktes $\chi\delta^2$ in erster Annäherung konstant, wie Voigt aus der Theorie abgeleitet hatte. Wie die Voigtsche Theorie ebenfalls erwarten liess, ist dies Konstantsein nur eine angenäherte, und die Schwankungen in dem Werte dieses Produktes, welche die Theorie vorhersagt, finden sich in der That vor.

Zum Schlusse will ich noch hervorheben, dass wir aus den in der Voigtschen Theorie auftretenden Konstanten jetzt von den drei Grössen c_h, a_h und ε_h den Wert angeben können.[2]) c_h kennen wir aus dem Werte des Zeeman-Effektes; a_h können wir für jeden Absorptionsstreifen berechnen aus der Breite dieses Absorptionsstreifens; während ε_h sich aus meinen Messungen von der Drehung der Polarisationsebene berechnen lässt in der Weise, welche ich in meiner Dissertation beschrieben habe. Die Werte, welche ich für eine von mir gebrauchte Flamme (mit reichlichem Natriumgehalt) gefunden habe, sind:

$$a_h = 1 \cdot 10^{-20};$$
$$c_h = 0,2 \cdot 10^{-23};$$
$$\varepsilon_h = 7,5 \cdot 10^{-8}.$$

1) De magnetische draaiing van het polarisatievlak in de nabyheid van een absorptieband; Amsterdam, Dezember 1902.

2) Siehe meine Mitteilung in den Verslagen van de Kon. Ak. van Wetenschappen te Amsterdam, Januar 1903.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

Über eine neue Reaktion zwischen elektrostatischen Kraftröhren und Isolatoren, sowie über das elektrostatische Feld in der Umgebung eines elektrischen Stromes und die Professor Poyntingsche Theorie.

Von M. W. de Nicolajew.

I. Über das einen elektrischen Strom umgebende elektrostatische Feld.

Der Apparat. — In einer grossen, senkrecht aufgestellten Glasröhre sind zwei zueinander parallele und 4 bis 5 mm voneinander abstehende Schleifen AEC und BFD (Fig. 1)

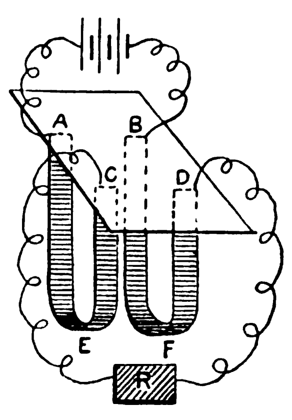


Fig. 1.

aufgehängt, die aus zwei 3 mm breiten und bis zu einer Tiefe von 50 cm herabhängenden Streifen Zinnfolie bestehen. Je tiefer sie herabhängen, um so ausgeprägter ist die Wirkung. Die freien Enden $ABCD$ sind in einem oben auf die Röhre aufgesetzten Kartonblatt befestigt.

Die Punkte A und B der Schlingen sind mit den Polen einer Batterie von 100 Volts verbunden. Die Punkte C und D sind entweder isoliert oder durch einen Glühlampenrheostaten verbunden. Im ersteren Falle werden die Schlingen auf die Potentiale der Batterieklemmen geladen; im zweiten Falle fliesst ein konstanter Strom durch die beiden Schlingen in entgegengesetzten Richtungen, so dass die elektromagnetischen Kräfte danach streben, eine Abstossung zwischen ihnen zu stande zu bringen.

Erster Versuch. — Die Batterie ist nicht eingeschaltet, und die Schlingen sind unbeweglich. Dann wird die Batterie eingeschaltet, und die Schlingen bewegen sich aufeinander zu. Die Anziehung wird durch das System elektrostatischer Kraftröhren hervorgebracht, das von der einen Schlinge nach der anderen geht.

Zweiter Versuch. — Der Batteriekreis wird durch einen Rheostaten von 900 Ohm ge-

schlossen. Die Bewegung gegeneinander bleibt bestehen und unterscheidet sich nur wenig von der in offenem Stromkreise. Die abstossende elektromagnetische Wirkung besteht, tritt aber in Anbetracht der Schwäche des Stromes (0,11 Amp.) nicht zum Vorschein. Nur eine Erklärung ist möglich; die elektrostatischen Röhren stehen mit den beiden Schlingen in derselben Weise in Verbindung wie im statischen Falle, und der mechanische Effekt bleibt angenähert derselbe, weil einerseits wegen des geringen Potentialgefälles die Kraftröhren fast dieselbe Stärke haben und andererseits die elektromagnetische Abstossung sehr gering ist.

Bei der statischen Anordnung ist die Potentialdifferenz zwischen den beiden Enden einer jeden Röhre dieselbe und befindet sich das Röhrensystem im Gleichgewicht. Bei der dynamischen Anordnung nehmen die Potentialdifferenzen von 100 Volt bis auf Null ab und ist das Gleichgewicht der Röhren gestört. Die transversalen Drucke nehmen allmählich ab und die Kraftröhren sind senkrecht zu ihren Achsen verschoben; sie gleiten an den Leitern entlang und gehen durch das dielektrische Medium. Der Potentialabfall längs des Stromkreises zeigt, dass jede Röhre nach einer unendlich kleinen Verschiebung zwischen ihren Enden eine geringere Potentialdifferenz besitzen wird, eine Erscheinung, die auf Rechnung der zerstörenden Entladung der Endzellen im Inneren der Leiter gesetzt werden kann. Wir sehen, dass der Versuch zu Resultaten führt, die genau übereinstimmen mit der Prof. Poyntingschen Theorie, und dass derselbe diese Theorie bestätigt. Wenn der eingeschaltete Widerstand auf 200 Ohm vermindert ist, so geht die Anziehung in elektromagnetische Abstossung über. Da die elektrostatische Wirkung den Quadraten der Entfernungen umgekehrt proportional ist und die elektromagnetische Wirkung umgekehrt proportional zu den Entfernungen abnimmt, so können wir durch Abänderung der Entfernung der einen von beiden das Übergewicht geben. [1])

1) Bekanntlich giebt das von Herrn Professor Poynting vorgeschlagene Bild eine vollständige Erklärung des Versuches. Vielleicht liesse sich jedoch derselbe auch auf folgende Weise erklären: Man kann annehmen, dass etwas (die Elektronen) sich an den Leitern AFC und BFD (Fig. 1) entlang bewegt und sich nach aussen hin verzweigt; die Erscheinung des elektrischen Stromes besteht gerade aus dieser Bewegung längs der Leiter. Bei ihrer an den Leitern entlanggehenden Bewegung bringen die Elektronen Wärme hervor und erzeugen in ihrer Umgebung das elektromagnetische Feld; da andererseits die Elektronen das Innere des Leiters durchsetzen, müssen sie dieselben elektrostatischen Wirkungen wie in Dielektriken erzeugen; Leiter veranlassen daher die Bewegung der Elektronen — und damit den Strom — und verhalten sich zu gleicher Zeit wie Dielektrika. Damit die Elektronen innerhalb von Leitern ähnliche elektrostatische Wirkungen hervorbringen können wie in Nichtleitern, müssen sie sich in Bewegung befinden, und eine solche erfordert einen gewissen Energieverbrauch. Das elektrische Feld im Innern von Leitern ist ein stationäres Feld.

Dritter Versuch. — In Naphta nimmt die Wirkung zu.

Vierter Versuch. — Wenn man den Rheostaten ausschaltet und die Schlingen in destilliertes Wasser taucht, so wird die Anziehung sehr kräftig und offenbart sich auf eine Entfernung von 4 bis 5 cm. Um die schwachen Flüssigkeitsströme zu beseitigen und um den elektrischen Charakter der Anziehung sicher zu stellen, schaltete Verfasser den Wechselstrom eines Transformators ein und beobachtete die Anziehung, während er grössere und grössere Mengen eines Salzes auflöste: Strom und Elektrolyse nahmen allmählich zu; aber die Potentialdifferenz zwischen den Schlingen wurde kleiner, und zu gleicher Zeit fiel die Anziehung bis auf Null herab. Bei diesem Versuch verbreiten sich die elektrostatischen Röhren im Wasser transversal zum Leitungsdraht; sie werden in der Flüssigkeit selbst durch intermolekulare Entladung (vermittels Ionen) zerstört, und die Stromlinien gehen an den elektrostatischen Röhren entlang. Da die Spannungen dieser Röhren vor ihrer Zerstörung mehreremale grösser als in Luft sind, so beobachtet man eine stärkere Anziehung als in Luft.

Fünfter Versuch. — Zwei vertikale Streifen Zinnfolie, die zueinander parallel sind und 4 bis 5 mm voneinander abstehen, tauchen in Wasser; zwischen ihnen ist eine Platte von Glas oder Glimmer eingesetzt, die etwas breiter als die Streifen. Wenn der Strom geschlossen ist, so beobachtet man eine Abstossung der Streifen. Die elektrostatischen Röhren fallen mit den elektrolytischen Stromlinien zusammen, und da die Platte die die Innenseiten und gegenüberliegenden Seiten verbindenden Röhren ablenkt, so wird die Resultante der Anziehungen kleiner als die der Abstossungen, welche von den nach den Aussenseiten gehenden Röhren herrühren. Um die Faradayschen Röhren so zu richten, dass sie diejenigen überwiegen, welche die Streifen auseinander treiben, ist es nötig, die in Fig. 2 angegebene Anordnung zu wählen,

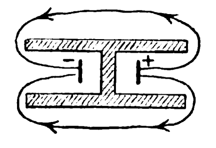


Fig. 2.

d. h. an das Diaphragma zwei senkrechte Platten zu befestigen, die die Röhren (und Stromlinien) an seitlicher Zerstreuung verhindern; die Ablenkung der Blätter wird auf diese Weise mehreremale erhöht.

Sechster Versuch. — Zwei senkrechte Streifen Zinnfolie tauchen in Wasser (Fig. 3).

Dieselben sind parallel und liegen so nahe beieinander, als dies nur möglich ist, ohne dass Anziehung durch Kapillarität stattfindet. Das Streifenpaar bildet eine Elektrode, während die andere ein senkrechter Metalldraht ist, der an der Ebene der ersten Elektrode in einer Entfernung von 3 cm von ihr angebracht ist. Beim Durchgang des Stromes bewegen sich die

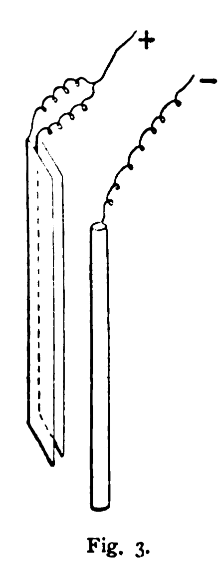


Fig. 3.

Streifen ein wenig nach dem Drahte zu und divergieren zugleich voneinander, ganz als ob sie sich in Luft vor einem elektrisierten Leiter befänden.

Benachbarte und gleichgerichtete elektrische Ströme stossen sich daher ab, während ihre Magnetfelder bestrebt sind, sich einander zu nähern.

Der vierte, fünfte und sechste Versuch zeigen die Anwesenheit eines elektrostatischen Feldes innerhalb eines Elektrolyten.

Siebenter Versuch. — Wenn die beiden linearen Leiter beim Hertzschen Versuch durch zwei biegsame Schlingen ersetzt werden, die 15 bis 20 cm voneinander abstehen, so ziehen sie einander kräftig an. Hier sind die Röhren zwischen den linearen Leitern in Bewegung und schleifen mit ihren Enden an ihnen entlang; dies ist die Ursache der Gleichheit der Fortpflanzungsgeschwindigkeit im Medium und in den Leitern.

II. Über eine neue Reaktion zwischen elektrostatischen Röhren und Isolatoren.

Diese besondere Wechselwirkung ist im elektrostatischen Felde zu beobachten, dessen Vorhandensein bei der Elektrolyse während des Stromdurchganges Verfasser gezeigt hat. Die Kraftröhren dieses Feldes fallen mit den Stromlinien zusammen; isolierende Materie, die doch für Röhren des gewöhnlichen Feldes ein Dielektrikum ist, verhält sich daher in einem Elektrolyten wie ein vollkommenes Dielektrikum, das von elektrischer Permeabilität frei ist.

Erster Versuch. — Man stellt in destilliertem Wasser ein System von zwei vertikalen Platten auf, die senkrecht zu einer dritten, AB (Fig. 4), sind; alle sind Isolatoren, und der

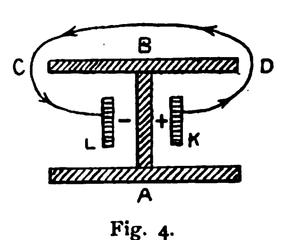


Fig. 4.

Horizontalschnitt ist H-förmig. In die von dieser Platte gebildete Kammer taucht man zwei 15 bis 20 cm lange Zinnstreifen mit von K und L dargestellten Horizontalschnitten. Wenn die Streifen mit einer Stromquelle in Verbindung gesetzt werden, so divergieren sie unter dem Einfluss von Kraftröhren, ähnlich wie eine solche durch $KDBCL$ dargestellt und im Aufriss in Fig. 5 wiedergegeben ist. Wenn sie mit den Endklemmen eines 300 Volttransformators verbunden werden, so werden ihre Enden um 20 mm nach aussen verschoben. Das $KDBCL$ analoge Röhrensystem kann nur infolge der Wirkung des Diaphragmas auf dieselben bestehen, und diese Röhren üben eine Rückwirkung aus, die das Diaphragma zusammenzudrücken strebt.

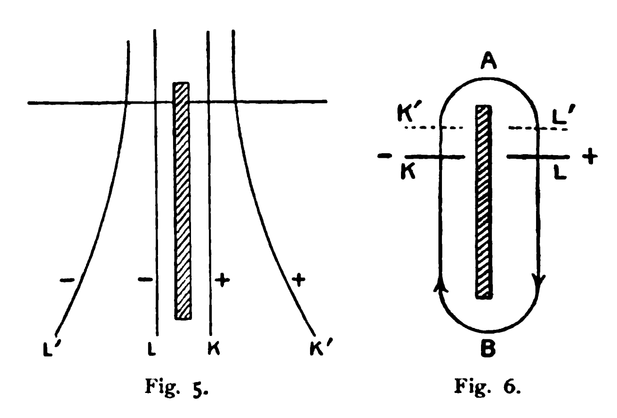


Fig. 5. Fig. 6.

Zweiter Versuch. — Zwei Streifen K und L (Fig. 6) sind in Wasser aufgehängt und voneinander durch eine gläserne Scheidewand AB getrennt. Die elektrostatischen Röhren von derselben Art wie LAK verschieben die Streifen nach den Stellungen K' und L', so dass die beiden Körper unter ihrer gegenseitigen Einwirkung in derselben Richtung verschoben werden, was gegen das Fundamentalgesetz von Wirkung und Gegenwirkung ver-

stösst. Die einzige plausible Erklärung ist die, dass die Kante A auf die Röhren LAK eine Reaktion ausübt, die wie gespannte elastische Fäden wirken, die gegen die Kante drücken und die Streifen fortziehen.

Dritter Versuch. — Metallische Drähte oder Streifen K und L (Fig. 7) tauchen in

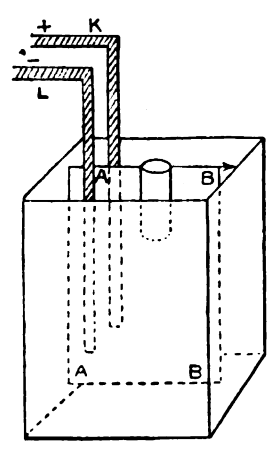


Fig. 7.

Wasser ein und sind darin befestigt. Die Scheidewand aus Glimmer AB ist beweglich und mit einem schwimmenden Kork versehen. Wenn sie sich in der Stellung AB befindet, bewegt sie sich von A nach B, und zwar ist die Richtung der Bewegung zu der Bewegung der Streifen im zweiten Versuch entgegengesetzt. Die bewegende Kraft ist der Unterschied der von den Röhren LAK und LBK ausgeübten Züge (Fig. 6). Wenn die Kante A die Linie der Elektroden KL passiert hat, so wirken die von den anderen Seiten der Elektroden ausgehenden Kraftröhren immer noch in derselben Richtung. Wenn der Glimmer zu der Ebene durch KL parallel ist, so wird er von ihnen abgestossen, eine Bewegung, die durch die Drucke der Röhren hervorgerufen wird. Derartige Drucke müssen auf die Wände von Elektrolyten enthaltenden Gefässen ausgeübt werden. Um den Versuch zu bestätigen und um sicher zu gehen, dass die Bewegungen nicht von Flüssigkeitsströmungen herrühren, wurden zwei Elektrolyte in Serie angebracht; beide bestanden aus destilliertem Wasser. Nachdem der Glimmer in dem einen sich bewegt hatte, wurde eine kleine Menge Natriumchlorid darin aufgelöst. Der Strom wurde stärker, aber das elektrostatische Feld nahm ab, und der Glimmer zeigte kaum irgend welche Spur von Bewegung. In Wasser schwimmende Zinnfolie, die an Stelle von Glimmer angewandt wurde, zeigte ein entgegengesetztes Verhalten.

Wenn die Isolatoren sich nicht wie vollständige Dielektrika verhielten und für Faradaysche Röhren durchlässig wären, so würden die beobachteten Reaktionen von derselben Art wie die von Herrn Professor Quincke beobachteten sein; sonst würden sie einen Grenzfall darstellen.

Physikalisches Laboratorium der Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 29. Mai 1903.)

Über die Bewegungen von Isolatoren in elektrisch durchströmten Leitern.

Von Emil Cohn.

Durch Herrn von Nicolajew habe ich eine Reihe interessanter Versuche kennen gelernt, welche sich auf die Bewegungen leitender und isolierender Körper in elektrisch durchströmten Elektrolyten beziehen. Am überraschendsten wirkt folgender Doppelversuch: ein schwimmendes Glimmerblättchen wird einerseits aus einem inhomogenen Felde herausgetrieben; es stellt sich andererseits in einem annähernd homogenen Felde parallel den Kraftlinien.

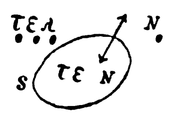
Nun beobachtet man bekanntermassen in dem magnetischen Felde zwischen zwei Polen das folgende: Eisen wird in das Feld hineingetrieben und stellt sich axial ein; — Wismut wird herausgetrieben und stellt sich äquatorial ein. Es ist zwar wohlbekannt, dass der letztgenannte Vorgang ebenfalls auf die Inhomogenität des Feldes und auf seine speziellen Symmetrieverhältnisse zurückzuführen ist, und dass in einem homogenen Felde auch diamagnetische Körper sich axial einstellen müssten, wenn das Feld stark genug wäre, oder wenn wir ein Material zur Verfügung hätten, dessen Diamagnetismus so ausgesprochen wäre, wie der Paramagnetismus des Eisens.[1]) Thatsächlich aber lassen sich die notwendigen Bedingungen nicht herstellen. — Um die Doppelerscheinung der Ausstossung und der axialen Einstellung im elektrostatischen Felde zu erhalten, bedürfte es eines festen Isolators, der sich in einem gasförmigen oder flüssigen Isolator von beträchtlich höherer Dielektrizitätskonstante bewegt. Auch dieser Vorgang wurde meines Wissens niemals beobachtet.

Die Lücke füllt nun der Nicolajewsche Versuch in willkommenster Weise aus. Da der Zusammenhang nicht ohne weiteres klar sein mag, erlaube ich mir, ihn im folgenden darzulegen.

1. Die allgemeine Versuchsanordnung ist die folgende: in einen homogenen Elektrolyten

1) Eine unrichtige Darstellung findet sich auffälligerweise bei Ferraris „Wissenschaftliche Grundlagen der Elektrotechnik“, deutsche Ausgabe, S. 170.

(Raum τ_0, Dielektrizitätskonstante ε_0, Leitungsvermögen λ_0) ist ein isolierender Körper (τ, ε) eingebettet; der (stationäre oder doch „quasistationäre") Strom wird durch zwei Elektrodenflächen S_1 und S_2 zugeführt; im übrigen möge



der Elektrolyt sich ins Unendliche erstrecken. Die Oberfläche von τ sei S mit den Normalen N_0 und N. Das elektrische Feld E ist dann im ganzen Raume eindeutig bestimmt durch die Potentialdifferenz zwischen S_1 und S_2 und die Bedingungen:

$$\text{Rot. } E = 0 \text{ durchweg,}$$
$$\text{Div. } E = 0 \text{ in } \tau_0 \text{ und in } \tau,$$
$$E_{N_0} = 0 \text{ an } S.$$

(Denn in τ_0 ist die Strömung: $\Lambda = \lambda_0 E$, und es muss sein

$$\text{Div. } \Lambda = 0 \text{ und } \Lambda_{N_0} = 0;$$

in τ ist die Polarisation: $\mathfrak{E} = \varepsilon E$, und es muss sein

$$\text{Div. } \mathfrak{E} = 0.)$$

Die Aufgabe (A), dieses Feld zu berechnen, lässt sich als Spezialfall einer anderen (B) betrachten, welche vielfach behandelt ist: Wir denken uns an Stelle des Elektrolyten einen homogenen und ungeladenen Isolator von der Dielektrizitätskonstante ε_0. Dann erhalten wir ein elektrostatisches Feld, welches denselben Bedingungen zu genügen hat — mit Ausnahme der letzten, an deren Stelle tritt:

$$\varepsilon_0 E_{N_0} + \varepsilon E_N = 0.$$

Also folgt:

„Für jede spezielle Anordnung, für welche B gelöst ist, erhalten wir sofort die Lösung von A, indem wir

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 0$$

setzen. Die Lösung von A enthält keinerlei charakteristische Körperkonstanten, weder solche des Isolators, noch solche des Leiters, — vielmehr ausser geometrischen Grössen nur die gegebene Potentialdifferenz zwischen den Elektroden."

2. Aus dem Felde E sind nun die mechanischen Wirkungen abzuleiten. Sie werden allgemein durch die Maxwellschen Spannungen, oder die ihnen äquivalenten Volumkräfte (f) dargestellt. Sofern es sich aber, wie hier, um einen starren Körper handelt, der in ein homogenes Dielektrikum (Konstante ε_0) eingebettet ist, können diese Kräfte (f) durch andere (f_1) ersetzt werden, welche gemäss dem Coulombschen Gesetz auf die Träger gewisser fiktiver Elektrizitätsmengen (e_1) wirken.[1] Es ist

$$f_1 = e_1 \cdot E, \text{ wo } E = -\text{Grad } \varphi, \ \varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \Sigma \frac{e_1}{r}.$$

Die beiden letzten Gleichungen bestimmen in bekannter Weise die e_1 durch die E-Werte, und zwar proportional ε_0. Also folgt:

„Kraft und Drehungsmoment an dem starren Körper sind gegeben, sobald das Feld E bekannt und die Dielektrizitätskonstante ε_0 des umgebenden Mediums vorgeschrieben ist. Der letzteren sind sie proportional."

3. Die Sätze unter 1 und 2 ergeben zusammengefasst:

„a) Ein starrer Isolator befinde sich innerhalb eines durchströmten Leiters. Dann sind die seine Bewegung bestimmenden Kräfte bei gegebener Potentialdifferenz der Elektroden proportional der Dielektrizitätskonstante ε_0 des Leiters, aber unabhängig von allen anderen Materialkonstanten, insbesondere von der Dielektrizitätskonstante ε des eingelagerten Isolators.

b) Man kann diese Kräfte angeben für jede Anordnung, für welche die Kräfte auf den cet. par. in einen Isolator (ε_0) eingelagerten Isolator (ε) bekannt sind; man hat in dem Ausdruck dieser letzteren Kräfte lediglich

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = 0$$

zu setzen."

Für den im Elektrolyten beweglichen Isolator folgen hieraus u. a. die zu Anfang genannten Versuchsergebnisse. Einerseits: der Körper wird durch die translatorischen Kräfte zu Stellen kleinster Feldstärke getrieben; denn dies gilt, sobald $\varepsilon < \varepsilon_0$ ist. Andererseits: wenn der Körper gestreckte Form hat, stellt er sich in einem homogenen Felde axial ein; denn dies gilt, sobald $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0}$ stark von eins verschieden ist. Auch die Werte von Kraft und Drehungsmoment können für Kugel und Ellipsoid aus bekannten Formeln entnommen werden (vergl. z. B. „Elektromagn. Feld", S. 114 und 113).

4. Um den ersten Teil (a) des obenstehenden Satzes zu erhalten, genügt es, sich das Bild der Kraftlinien zu vergegenwärtigen: Im Leiter fallen die Kraftlinien mit den Stromlinien zu-

---

[1] Die e_1 sind weder mit der „wahren" Elektrizität, noch im allgemeinen mit der „freien" Elektrizität der ältesten und der neuesten Theorien identisch. Die Ableitung des hier benutzten Satzes s. E. Cohn, „Das elektromagnetische Feld", S. 100 f.

sammen; sie haben alle ihre Endpunkte auf S_1 und S_2 und umgehen S. Im Isolator sind zwar auch Kraftlinien vorhanden, aber alle haben ihre Endpunkte auf S; keine durchdringt S. Die Kraftlinien (K) im beweglichen Körper hängen mit den im Aussenraum verlaufenden (K_0) nirgends zusammen. Daraus folgt nach Faradays Satz: Die K vermögen wohl, den Isolator zu deformieren, aber für die Bewegung des Gesamtkörpers kommen sie nicht in Betracht; diese wird ausschliesslich verursacht durch die seitlichen Pressungen derjenigen K_0, welche sich der Fläche S anschmiegen. Die entsprechenden Kräfte sind daher bei gegebener Intensität des äusseren Feldes (gegebener Potentialdifferenz der Elektroden) mit der Dielektrizitätskonstante des äusseren Mediums proportional.

5. Der Übergang von den Gesetzen des statischen Feldes (B) zu denen des Stromfeldes (A) ist selbstverständlich stetig. Die Körper zerfallen nicht in Leiter und Dielektrika, sondern jeder Körper ist sowohl ein Leiter wie ein Dielektrikum. Indem wir in den Feldgleichungen den einen nur als Leiter, den anderen nur als Dielektrikum behandeln, sprechen wir lediglich aus, dass die Relaxationszeit des ersten sehr klein, die des zweiten sehr gross ist gegen die in Betracht kommenden Zeiträume. Die allgemeine Form der von S geltenden Beziehung ist die „Kontinuitätsgleichung"

$$\lambda_0 E_{N_0} + \lambda E_N = -\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon E_{N_0} + \varepsilon E_N),$$

oder, wenn wir das Feld als einfach periodisch voraussetzen und proportional $e^{i\nu t}$ schreiben:

$$(\lambda_0 + i\nu\varepsilon_0) E_{N_0} + (\lambda + i\nu\varepsilon) E_N = 0.$$

Indem wir unter A das Medium in τ_0 als Leiter, dasjenige in τ als Isolator annahmen, setzten wir voraus:

$$\frac{\nu\varepsilon_0}{\lambda_0} \text{ und } \frac{\lambda}{\nu\varepsilon} \text{ sehr klein.}$$

Damit dann $E_{N_0} = 0$ werde, muss noch $\frac{\nu\varepsilon}{\lambda_0}$ sehr klein sein. Die Bedingungen sind für die Wechselzahlen der Technik ausreichend erfüllt, wenn es sich um einen guten Isolator, wie Glimmer und andererseits auch nur um einen so schlechten Leiter, wie destilliertes Wasser handelt. — Alle unter 1 bis 4 gezogenen Schlüsse bleiben aber bestehen für jedes Körperpaar, für welches nur Mod. $\frac{\lambda + i\nu\varepsilon}{\lambda_0 + i\nu\varepsilon_0}$ sehr klein ist.

Strassburg i. E., den 14. Juni 1903.

(Eingegangen 16. Juni 1903.)

Bemerkungen zu den Franz Streintzschen Untersuchungen über elektrische Leitfähigkeit komprimierter Pulver.

Von Edmund van Aubel.

I. Über das Vorhandensein eines Hallschen Effekts beim geschmolzenen Bleisulfid.

F. Streintz[1]) hat bei verschiedenen Temperaturen die elektrische Leitfähigkeit von komprimierten Sulfidpulvern untersucht, und zwar besonders die von Bleiglanz, dem natürlichen Schwefelblei. Ich habe[2]) die Wirkung niedriger Temperaturen auf den elektrischen Widerstand von nach chemischer Methode hergestelltem und darauf geschmolzenem Schwefelblei untersucht. Die Ergebnisse, die ich unter diesen Umständen erhalten habe, sind gänzlich von den Streintzschen verschieden. Streintz hat auch untersucht, ob der elektrische Widerstand von komprimiertem Bleiglanz im Magnetfelde variiert, und ein negatives Ergebnis erhalten. Und doch liegt nach Seebeck Bleiglanz in der thermoelektrischen Spannungsreihe über Wismut.

Ich habe das Vorhandensein eines Halleffektes in absolut sicherer Weise feststellen und denselben sogar messen können; ich arbeitete mit einer Platte aus Schwefelblei, die durch Schmelzen der auf chemischem Wege hergestellten Substanz erhalten worden war. Da dieses Sulfid in kompakter Masse spröde ist, so wurde die Versuchsplatte aus dem nach Abkühlung des Tiegels zurückbleibenden Block ausgesägt. Diese Platte war 0,8 mm dick. Das Hallsche Phänomen hat beim Schwefelblei jedoch im Vergleich zu reinem Wismut eine sehr geringe Intensität, während die Erscheinung in demselben Sinne erfolgt wie bei reinem Wismut.[3]) Wir wollen nur an folgende Werte des Hallschen Drehungsvermögens erinnern, wie dieselben sich aus den von Ettingshausen und Nernstschen Messungen ergeben:

	Hallsches Drehungsvermögen
Wismut	— 10,1
Blei	+ 0,00009.

II. Über die Fähigkeit von Pulvern, sich durch Druck zusammenkitten zu lassen.

Franz Streintz hat die elektrischen Leitvermögen von Sulfid- und Oxydpulvern untersucht, die unter einem Druck von 10000 Atmo-

1) Franz Streintz, Das Leitvermögen von gepressten Pulvern. — Enke, Stuttgart 1903. (Ann. der Physik 1902.)

2) Comptes Rendus, 3 Nov. 1902.

3) Es ist möglich, dass das von mir untersuchte Schwefelblei metallisches Blei enthielt (H. Erdmann, Lehrbuch der anorgan. Chem., 2. Aufl., 1900, p. 648), und dass der von F. Streintz untersuchte Bleiglanz kein reines Bleisulfid war.

sphären und mehr komprimiert wurden. Nach Streintz können die den elektrischen Strom schlecht leitenden Pulver eine zusammenhängende Masse nicht bilden. So hat amorphes Schwefelblei nur „sehr gebrechliche Stifte von ziemlich mattem Glanz" geliefert; sein elektrischer Widerstand ist auch sehr bedeutend. Anders war es mit Bleiglanz, aus dem man metallisch glänzende Stäbchen herstellen konnte. Aus zahlreichen ähnlichen Versuchen hat Streintz folgende Regel abgeleitet:

„dass nur die Pulver von Leitern gut zusammenhängende Stifte von metallischem Glanz und metallischer Härte bildeten, während die Pulver von Nichtleitern weder Metallglanz annahmen, noch die notwendige Kohäsion besassen."

W. Spring ist es jedoch bei seinen bedeutungsvollen Versuchen, über die Fähigkeit fester Körper sich unter der Einwirkung von Druck zusammenzukitten[1]), geglückt, dies mit schwarzem, amorphem Schwefelbleipulver zu erzielen. Dieses Pulver war durch chemisches Ausfällen gewonnen worden; das Zusammenkitten fand bei einem Druck von 6000 Atmosphären statt und war vom Übergang in krystallinische Form begleitet. Der so hergestellte Block besass an seiner Oberfläche vollkommenen Metallglanz, ganz ebenso wie natürlicher Bleiglanz. Unter dem Mikroskop nahm man keinen Unterschied zwischen den beiden Körpern wahr; im Inneren der Masse befand sich jedoch eine Mischung von Krystallen und amorphem Schwefelblei.

Andererseits haben sich nach den Resultaten desselben Forschers[2]) „Salze wie Chloride, Bromide, Jodide sowie die Nitrate, Sulfate, Hyposulfite und Phosphate der Alkalimetalle in auffälliger Weise zusammengekittet und Blöcke geliefert, bei denen jede Spur von früheren Körnern verschwunden war. Dieselben besitzen sogar manchmal einen Anfang von Durchsichtigkeit, was augenscheinlich ihre Zusammenkittung beweist."

Nun sind Salze aber keine guten Elektrizitätsleiter; der letzte Teil der von F. Streintz ausgesprochenen Regel mit Bezug auf Nichtvorhandensein von Kohäsion bei Pulvern von Nichtleitern ist daher nicht als allgemeingültig anzusehen. Erinnert sei noch daran, dass Herr Spring das Zusammenkitten von festen Körpern durch Druck auf Rechnung von Diffusion setzt.

1) Bulletins de l'Acad. Royale des Sciences de Belgique; zweite Folge, **49**, 356—357, 1880.

2) Rapports prés. au Congr. intern. de Phys., Paris 1900, **1**, 413—414.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

Beitrag zur Kenntnis des aktiven und inaktiven Zustandes von zwei identischen Kohlenelektroden in feuerflüssigen Elektrolyten.

Von John Härdén.

In einem Vortrage, gehalten in der Physikal. Gesellsch. in Zürich, Sommer 1902, hat Professor R. Lorenz dortselbst darauf hingewiesen, dass, wenn ein Element aus Kohle — geschmolzenem Kalihydrat —, Eisen zusammengestellt wird, unter gewissen Umständen, beim Einblasen von Sauerstoff namentlich, eine Inaktivität des Eisens auftritt, so dass, wenn man die Kohlenelektrode durch eine Eisennadel ersetzt, ein elektrischer Strom von Eisen zum Eisen geht. Oder mit anderen Worten, die Eisennadel ist zu Anode und der angewandte Eisentiegel zu Kathode geworden.

Gelegentlich eines Versuches machte nun der Verfasser dieses die Beobachtung, dass zwei Kohlenstäbe, in schmelzendes Chlorcalcium getaucht, eine Potentialdifferenz gegeneinander aufwiesen, trotzdem sie mit keiner fremden Stromquelle vorher in Verbindung waren. Die nähere Untersuchung dieser Erscheinung ist der Gegenstand dieses Berichtes. Anfänglich wurde angenommen, dass eine Verschiedenheit der angewandten Elektroden die Veranlassung zu Thermoströmen geben konnte; hiergegen sprach aber unter anderem die Höhe der beobachteten Spannungsdifferenz. Der Versuch wurde nun in folgender Weise wiederholt:

Ein massiver Kohlenstab von ca. 5 mm Stärke und 350 mm Länge, aus möglichst reinem Kohlenstoff hergestellt, wurde zunächst in einem elektrisch erhitzten Kohlenrohr bis auf etwa 1800^0 C. erwärmt, um etwaige Verunreinigungen auszutreiben. Sodann wurde der Stab in der Mitte in zwei Hälften geschnitten und in einem Gestell derart eingespannt, dass die beiden Schnittflächen durch Schrauben gegeneinander gepresst werden konnten, wobei die beiden Kohlenstäbe sonst von dem Gestell isoliert blieben. Die Aussenenden der Stäbe wurden mit einem Millivoltmeter von 160 Ohms innerem Widerstande verbunden. Nunmehr wurden die leicht gegeneinander gepressten Stabenden mittels einer Gebläseflamme auf höchste Weissglut gebracht, wobei die Stabenden von der Luft umspült werden konnten. Das Galvanometer zeigte einen stetig ansteigenden Ausschlag, der aber bei der höchsten, mit der Flamme zu erreichenden Temperatur nur 5,5 Millivolt betrug.

Es wurde nunmehr in einem Porzellantiegel ca. 50 g Chlorcalcium mittels der Gebläseflamme erhitzt und die vorhin erwähnten Kohlenstäbe in den Tiegel eingehängt. Sobald das Salz zu schmelzen anfing, zeigte das Galvanometer einen Ausschlag, der bald nach rechts,

bald nach links gerichtet war. Dieses zeigte, dass anfangs beide Elektroden in Aktion getreten waren, wobei bald die eine, bald die andere vorwiegend angegriffen wurde. Dieses Hin- und Herschwanken fand übrigens jedesmal statt, wenn frische Elektroden eingesetzt wurden, auch dann, wenn die Schmelze schon flüssig war. Nach kurzer Zeit aber trat eine stetige Aktivität der einen Elektrode ein, so dass der Ausschlag stetig nach der einen Seite hin stattfand. Die Potentialdifferenz stieg mit zunehmender Temperatur bis zu einem gewissen Punkt; nachdem dieser überschritten war, ging die Spannung wieder herunter. Dieser Punkt lag bei Chlorcalcium bei etwa 650° C. und betrug die Potentialdifferenz dabei ca. 0,15 Volt. Die Polarisation war aber so gross, dass, wenn ein Instrument mit nur 10 Ohm Widerstand zur Messung verwendet wurde, die Spannung sofort herunterging, gleichgültig, ob ein grösseres oder kleineres Stück von den Elektroden in die Schmelze tauchte.

Es war völlig gleichgültig, ob die Elektroden während des Versuches von der atmosphärischen Luft geschützt waren oder nicht, der Ausschlag des Galvanometers wurde dadurch nicht verändert.

Die hier erwähnte Erscheinung zeigte sich nicht nur bei Verwendung von Chlorcalcium als Elektrolyt, sondern auch bei Calciumnitrat, obgleich etwas schwächer. Man könnte annehmen, dass die Höhe der Schmelztemperatur der angewendeten Salze massgebend sein könne für die erhaltene Potentialdifferenz; dies ist aber nicht der Fall, denn wenn das Elektrolyt aus geschmolzenem Bleichlorid bestand, so wurde eine Spannung von 0,35 Volt beobachtet, trotzdem die Temperatur nur etwa 360° C. betrug. Ebenso gab eine Mischung von Kalium- und Natriumbicarbonat einen Ausschlag von ca. 0,04 Volt.

Die Verteilung der Temperatur scheint eine wichtige Rolle zu spielen, denn die Höhe der Spannungsdifferenz variierte beträchtlich, wenn der Tiegel einseitig erwärmt wurde, doch ergab sich die eigenartige Thatsache, dass die Aktivität am grössten an derjenigen Elektrode war, wo die niedrigere Temperatur herrschte. Wurde abwechselnd die eine oder die andere Seite erhitzt, so kehrte die Stromrichtung manchmal um, jedoch war dies nicht regelmässig der Fall.

Es würde jetzt verfrüht sein, hier eine Erklärung aufstellen zu wollen über die Ursachen dieser Erscheinungen, dazu sind zum mindesten eingehendere Versuche notwendig; es liegt aber die Vermutung nahe, dass beim Erhitzen von z. B. Chlorcalcium, in welchem die beiden Kohlenstäbe eingetaucht sind, eine chemische Reaktion stattfindet derart, dass die Kohle sich mit dem Chlor verbindet, wie bereits bekannt. Durch Verschiedenheit der Temperatur wird dann die eine Elektrode befähigt, mehr Chlorionen aufzunehmen als die andere, und würde hierdurch die Ursache der Potentialdifferenz zu erklären sein. Hierfür spricht auch der Umstand, dass beide Elektroden angegriffen waren, die eine jedoch in höherem Grade als die andere.

Diese Versuche wurden im wissenschaftlichen Laboratorium der General Electric Co., Schenectady, angestellt.

Schenectady, den 2. April 1903.

(Eingegangen 12. Juni 1903.)

Über die Radioaktivität der Metalle im allgemeinen.

Von J. C. Mc. Lennan und E. F. Burton.[1])

Einleitung.

In einer früheren Arbeit der Verfasser[2]) über die Leitfähigkeit einer gewöhnlichen Luftmasse, die innerhalb eines grossen Metallbehälters eingeschlossen war, wurde dargethan, dass ungefähr 37 Proz. der Leitfähigkeit von einer ausserordentlich durchdringenden Strahlung herrührte, welche auf ihrem Wege durch die Zimmerluft durch die Wände des Behälters hindurchging. Es wurde gleichfalls gezeigt, dass die Leitfähigkeit frischer atmosphärischer Luft, die in einen Metallcylinder eingeschlossen wurde, schnell auf einen Minimalwert sank, worauf allmähliche Zunahme eintrat und einige Stunden später ein Gleichgewichtszustand erreicht wurde.

In Anbetracht des bekannten Schwindens des die induzierte Radioaktivität erzeugenden Bestandteiles der atmosphärischen Luft, wurde die Abnahme der ursprünglichen Radioaktivität auf Rechnung von dessen Vorhandensein im Cylinder gesetzt und ebenso die spätere Zunahme einer Emanation ähnlicher Art zugeschrieben, welche von den Wänden des Behälters abgegeben würde; der konstante Endzustand würde dann einer Gleichgewichtsbedingung entsprechen, derart, dass das Schwinden dieser Emanation mit derselben Geschwindigkeit vor sich ginge wie ihre Neubildung.

Es wurde auch darauf hingewiesen, dass der so erreichte Grenzwert der Leitfähigkeit je nach den die Wände des Behälters bildenden Metallen variierte. Von Versuchen mit Blei, Zinn und Zink war die Leitfähigkeit am höchsten bei Blei und am niedrigsten bei Zink. In An-

1) Vorgetragen vor der Royal Society of Canada, am 18. Mai 1903.

2) Phys. Review, **16**, No. 3, 184, 1903.

betracht dieser Ergebnisse und wegen des bekannten komplexen Charakters der von so stark radioaktiven Substanzen wie Radium und Thorium ausgehenden Strahlung wurde eine Reihe von Versuchen angestellt, um die Radioaktivität gewöhnlicher Metalle noch weiter zu untersuchen.

Als Ergebnis dieser Versuche finden wir, dass, wenn ein Cylinder aus irgend welchem Metalle innerhalb eines anderen aus gleichem Material eingeschlossen wird, der von ihm isoliert und von Luft oder anderen Gasen umgeben ist, er allmählich eine negative Ladung annimmt und nach kurzer Zeit einen Gleichgewichtszustand bei einem bestimmten, unterhalb des Potentials des äusseren Cylinders belegenen Potentialwerte erreicht.

Soweit weisen die angestellten Versuche darauf hin, dass die von dem Cylinder angenommene negative Ladung von einem Vorgang herrührt, bei dem ein Überschuss positiv geladener Teilchen von seiner Oberfläche fortgestossen wird. Dieser Vorgang ist wahrscheinlich mit der von Rutherford[1]) und anderen bei den hoch radioaktiven Substanzen Radium, Thorium und Uran beobachteten α-Strahlung identisch, und die Verfasser sind augenblicklich mit Versuchen beschäftigt, um ihre Beziehung zu der von Guthrie[2]) beobachteten und von Elster und Geitel[3]), J. J. Thomson[4]), Richardson[5]), Strutt[6]) und anderen weiter untersuchten Erscheinung festzustellen, dass ein Metall, z. B. Platin, das auf mässige Rotglut erhitzt wird, einen dicht unterhalb angebrachten, negativ geladenen Körper entlädt, jedoch nicht einen positiv geladenen.

Versuche. — Metalleffekt.

Bei diesen Versuchen wurden Cylinder aus Aluminium, Zink, Blei, Zinn und Kupfer benutzt; die äusseren massen 120 cm in der Länge und 24 cm im Durchmesser und die inneren 110 cm in der Länge und 19 cm im Durchmesser. Die Messungen wurden mit einem Quadrantelektrometer vorgenommen, dessen Empfindlichkeit so bedeutend war, dass man für ein Potential von 1 Volt eine Ablenkung von 1,000 mm auf einem einen Meter von der Nadel entfernten Massstabe erhielt.

Der Apparat ist mit seinen Verbindungen in Fig. 1 dargestellt, woselbst A und B die Cylinder aus dem zu untersuchenden Metall bedeuten. Der vom Innencylinder nach dem Elektrometer führende Draht bestand aus Messing

1) Phil. Mag. Febr. 1903, S. 177.
2) Phil. Mag. [4], **46**, 257, 1873.
3) Wied. Ann., **38**, 27, 1889.
4) Phil. Mag., **44**, 203, 1897.
5) Proc. Camb. Phil. Soc., **11**, 286.
6) Phil. Mag., **4**, Sechste Folge, 98, 1902.

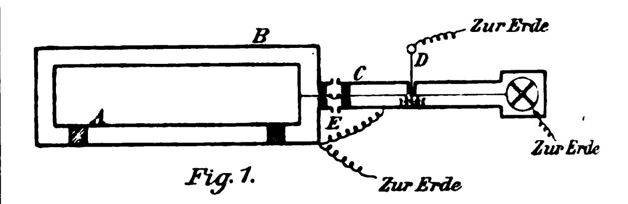


Fig. 1.

und war von einer Röhre aus demselben Metall umgeben, um Induktionswirkungen abzuhalten. Diese Röhre wurde, ebenso wie der äussere Cylinder B und der Metallschirm, der das Elektrometer bedeckte, während der Versuche mit der Erde in Verbindung erhalten. Der Innencylinder und die freien Quadranten waren vermittels des Messingstabes D mit der Erde verbunden; derselbe trug eine Platinspitze und war in Kontakt mit einer kleinen Platinplatte, die, wie aus der Figur zu ersehen ist, am Verbindungsdraht befestigt war. Die Röhre war mit einer kleinen Öffnung versehen, die so eingerichtet war, dass Wegnahme des Stabes D die Kapazität des Systems nicht beeinflusste. Paraffinzapfen und -untersätze sorgten für Isolation des Apparates.

Beim Anstellen einer Messung wurde der Verbindungsstab D entfernt und der Apparat sich selbst überlassen. Der innere Cylinder B und die freien Quadranten nahmen dann langsam eine negative Ladung an, welche schliesslich einen Grenzwert erreichte. Der Wert variierte je nach dem Metall, das zur Konstruktion der Cylinder A und B benutzt wurde, war jedoch für Proben eines und desselben Metalles, die von verschiedenen Quellen herstammten, konstant. Er war auch derselbe, gleichviel, ob die Elektrometernadel positiv oder negativ geladen war. Bei Blei, Zinn und Kupfer wurde der Grenzwert in etwa einer Stunde erreicht, während bei Aluminium und Zink vier bis fünf Stunden vergehen mussten.

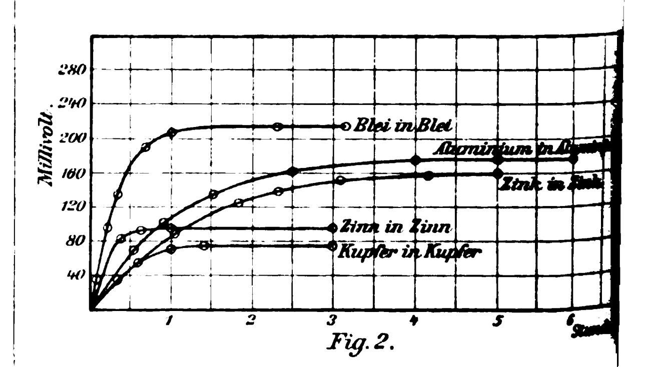


Fig. 2.

Die Ablesungen für Cylinder aus diesen Metallen bei Zimmertemperatur sind in Fig. 2 eingetragen; die gezeichneten Kurven haben als Abszissen die in Stunden ausgedrückten Zeiten,

während die Ordinaten die vom Innencylinder erreichten negativen Potentiale in Millivolt angeben. Die Grenzwerte für die einzelnen Metalle sind folgende:

	Millivolt
Aluminium . . .	178
Zink	160
Blei	216
Zinn	95
Kupfer	73

Beim Experimentieren mit Bleicylindern wurde der Luftdruck in B von 750 mm auf 20 mm Quecksilber reduziert und ein geringer Abfall des Grenzpotentials (etwa drei bis vier Prozent) beobachtet.

Auch mit verschiedenen Gasen, die bei Atmosphärendruck in den Zwischenraum der Cylinder eingefüllt wurden, fanden Messungen statt; das Ergebnis war, dass das Grenzpotential mit der Dichte des benutzten Gases ein wenig zunahm. Eine mit Wasserstoff, Luft, Sauerstoff und Kohlensäure ausgeführte Beobachtungsreihe gab folgende Resultate:

	Millivolt
Wasserstoff . . .	205
Luft	216
Sauerstoff . . .	220
Kohlensäure . .	233

Andere Versuche wurden wieder mit Blei in der Art angestellt, dass man den Durchmesser des Innencylinders variierte. Bei bezw. 19, 13 und 4 cm im Durchmesser haltenden Cylindern wurde kein Unterschied im Grenzpotential beobachtet; nur nahm bei Verwendung von Cylindern kleineren Durchmessers die zum Erreichen des Grenzwertes erforderliche Zeit langsam zu.

Die Versuche wurden auch in der Weise abgeändert, dass man die Bleicylinder in einen mit Wasser gefüllten Behälter setzte; die umgebende Wasserschicht hatte eine Dicke von 13 cm. Unter diesen Bedingungen wurde keine Veränderung des Grenzpotentials wahrgenommen.

Es wurde auch beobachtet, dass dieser Metalleffekt hervorgerufen wurde, wenn Röntgen- oder Becquerelstrahlen durch die Cylinder hindurchgingen. Bei diesen Strahlungen wurden jedoch die negativen Grenzpotentiale im Verlauf von wenigen Sekunden erreicht; sie wichen nur wenig von den bei den einzelnen Metallen unter gewöhnlichen Bedingungen erhaltenen ab.

Eine kleine Menge Radiumchlorid von der Aktivität 1000 wurde in eine Glasflasche eingeschlossen und als Quelle von Becquerelstrahlen benützt; dieselbe wurde während des Versuches auf einen dicht an der Aussenseite des Cylinders A angebrachten Untersatz gesetzt. Dieselbe Wirkung wurde auch mit einer in der Nähe des Cylinders angebrachten Uranoxydmenge hervorgebracht; nur war eine weit längere Zeit zur Erreichung des Gleichgewichtszustandes erforderlich als beim Radium.

Im folgenden sind die unter den verschiedenen Bedingungen erzielten negativen Grenzpotentiale aufgeführt:

Negatives Potential in Millivolt

Metall	Natürliche Strahlung	Röntgenstrahlen	Becquerelstrahlen
Aluminium . .	179	179	179
Zink	160	176	180
Blei	216	175	201
Zinn	95	98	100
Kupfer	73	72	69

Voltaeffekt.

Augenscheinlich gab bei Cylindern verschiedenen Metalles die in Fig. 1 angegebene Anordnung ein Mittel an die Hand, um den Voltaeffekt zu zeigen und einem Maasse für die Berührungspotentialdifferenzen für eine Reihe von Metallen näher zu kommen.

Wenn der Stab D eingesetzt war, so bestand zwischen den Cylindern A und B eine Potentialdifferenz. Wenn man ihn wegnahm, so erfolgte ein allmählicher Ausgleich dieser Potentiale, mit dem Resultate, dass der Verbindungsdraht und die freien Quadranten eine Ladung erhielten. Die Folge hiervon war wieder, dass ein Strom nach dem umgebenden Rohre C hin entstand und dass schliesslich die freien Quadranten ein konstantes Potential annahmen; der Strom zwischen den Cylindern war dann gleich dem zwischen dem Verbindungsdraht und dem umgebenden Rohre. Das unter diesen Umständen von den freien Quadranten angenommene Potential kam zwar der Berührungspotentialdifferenz für die in beiden Cylindern benutzten Metalle nahe, war aber stets kleiner als diese.

Die auf diese Weise für irgendwelche gegebenen zwei Metalle erhaltenen Werte müssten, vom Vorzeichen abgesehen, dieselben sein, gleichviel, ob das eine oder andere Metall für den Innen- und Aussencylinder verwandt wird.

Bei Versuchen mit einer Anzahl von Metallpaaren fanden wir jedoch stets, dass die Ablesungen differierten, wenn die Cylindermetalle ausgetauscht wurden. Dies wird durch die Kurven von Fig. 3 veranschaulicht, welche die Ergebnisse für die Metalle Zink und Kupfer angiebt; die obere Kurve stellt die negativen Potentiale dar, welche die Quadranten dann annehmen, wenn der innere Cylinder aus Zink besteht; die unteren Kurven entsprechen den positiven Potentialen, wenn derselbe aus Kupfer ist. Die Endpotentiale sind, wie man erkennt, bezw. 527 und 304 Millivolt.

Dieses Resultat findet seine Erklärung in dem oben beschriebenen Metalleffekt. Wir haben gezeigt, dass bei Zinkcylindern der

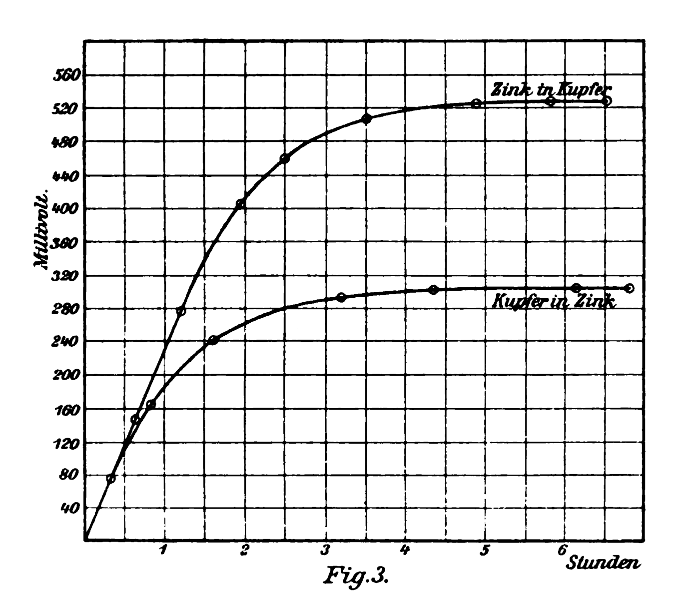


Fig. 3.

innere, in Anbetracht dieses Effekts, ein Potential von 160 Millivolt unterhalb des Aussenpotentials erreicht, während bei Kupfer der entsprechende Wert 73 Millivolt ausmacht. Wenn wir dann annehmen, dass die beiden „Effekte" gemeinsam wirken, so müssen die schliesslichen Ablesungen bei Zink- und Kupfercylindern ihre algebraische Summe darstellen. Wenn man den Metalleffekt bei Zink mit x und den bei Kupfer mit y bezeichnet und V den Voltaeffekt für die beiden Metalle ausdrückt, so haben wir

	Grenzpotential (Millivolt)
$V+x$	$=527$
$V-y$	$=304$
x	$=160$
y	$=73$,

woraus wir die Werte 367 und 377 Millivolt für die Berührungspotentialdifferenz der Metalle

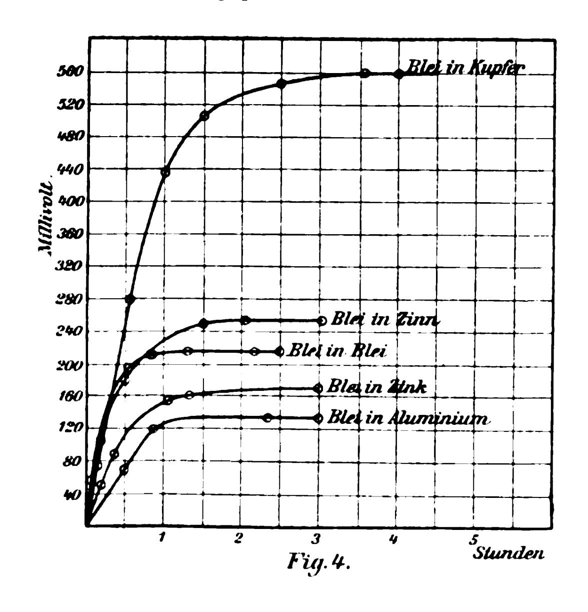


Fig. 4.

Zink und Kupfer erhalten, eine Übereinstimmung, die zur Bekräftigung unserer Annahme ausreicht.

Ähnliche Messungen sind mit allen Kombinationen der Metalle Aluminium, Zink, Blei, Zinn und Kupfer, genommen zu je zweien, angestellt worden, und zwar mit gleichförmig genauen Resultaten; die auf diesem Wege erhaltenen Voltaeffekte waren in jedem Falle entsprechend kleiner als die allgemein angenommenen Werte.

Als weitere Veranschaulichung dieser Messungen sind in Fig. 4 die Kurven gezeichnet, welche die mit einem Innencylinder aus Blei und einem Aussencylinder aus je einem von den Metallen erhaltenen Ergebnisse darstellen. Wenn man die Grenzpotentiale derselben mit dem Metalleffekt für Blei, nämlich 216 Millivolt, kombiniert, so nehmen die Potentialdifferenzen für die einzelnen Metallpaare folgende Werte an:

	Potentialdifferenz (Millivolt)
Aluminium	
Zink	35
Blei	45
Zinn	37
Kupfer	306

Diese Werte liegen beträchtlich unterhalb der allgemein angenommenen.

Schlussfolgerungen.

Das Gas zwischen zwei Cylindern enthält stets eine Anzahl von Ionen, und in Anbetracht der schnelleren Diffusion der negativen Ionen ist es möglich, dass ein Überschuss an solchen in gegebener Zeit auf den Innencylinder auftrifft und diesem eine negative Ladung erteilt. Das schliessliche Potential müsste nach dieser Hypothese jedoch für alle Metalle gleich sein.

Ferner ist es auch möglich, dass die in gewöhnlicher Luft vorhandene, sehr durchdringende Strahlung aus negativ geladener Materie besteht, und dass die vom Innencylinder angenommene negative Ladung die von demselben aufgefangene Menge dieser Strahlung darstellt. Aber die bei Aluminium erhaltenen hohen Werte, sowie die mit Röntgenstrahlen erzielten Resultate sprechen gegen diese Schlussfolgerung.

Es scheint vielmehr, als ob an der Oberfläche des Metalles ein Prozess vor sich ginge, durch den ein Überschuss positiv geladener Teilchen fortwährend ausgesandt würde; der konstante Endzustand würde dann einer Gleichgewichtsbedingung entsprechen, derart, dass der Strom zwischen den Cylindern der Ausströmungsgeschwindigkeit der positiven Ladungen gleichkäme.

Universität Toronto.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 1. Juli 1903.)



Über einige durch positive Ionen hervorgebrachte Wirkungen.

Von John S. Townsend.

In einigen früheren Arbeiten von Kirkby und mir (Phil. Mag. 1901 und 1902) wurden Erscheinungen studiert, welche mit der Erzeugung von Ionen durch die Bewegung von negativen Ionen in einem Gase in Zusammenhang standen. Vor kurzem habe ich diese Theorie erweitert und eine allenfalls vorhandene Wirkung der positiven Ionen gleichfalls berücksichtigt. Aus Versuchen, welche ich nach dieser Richtung nun angestellt habe, lässt sich in der That folgern, dass auch die in einem Gase erzeugten positiven Ionen beim Zusammenstoss mit Molekülen zur Bildung von weiteren Anlass geben können, ohne dass die elektrische Kraft gross genug zu sein braucht, um eine Entladung zu stande zu bringen.

Die experimentelle Prüfung geschah in folgender Weise: es mögen n_0 negative Ionen von der Oberfläche einer Platte sich loslösen und unter Einfluss einer elektrischen Kraft X durch ein Gas zu einer zweiten der ersten parallelen Platte wandern; es wird dann die Zahl n der an der zweiten Platte anlangenden Ionen von dem Abstande a der beiden Platten, dem Gasdrucke p und der elektrischen Kraft X abhängen. Wenn X und p konstant bleiben, ändert sich n mit dem Abstande a nach dem Gesetze:

$$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot a} \tag{1}$$

solange a und X innerhalb gewisser Grenzen bleiben. α bedeutet dabei die Zahl der Ionen, welche ein negatives Ion neu erzeugt, während es im Gasraum 1 cm Weg zurücklegt. Die Werte von α für verschiedene Drucke und Feldstärken sind in meiner im Juniheft des Phil. Mag. 1902 veröffentlichten Arbeit angegeben.

Für grosse Werte von a und X/p werden die Werte n grösser als sie nach der angegebenen Formel werden sollten. Stand z. B. Luft von 1 mm Druck unter Einfluss einer konstanten elektrischen Kraft von 350 Volt pro Centimeter, so ergab sich $\alpha = 5{,}25$; die „Erregerionen" n_0 waren dabei durch Bestrahlung der negativen Elektrode mit ultraviolettem Licht frei gemacht. Der elektrische Strom, welcher das Gas durchsetzte, verschwand unmittelbar nach Abblendung des Lichtes, solange der Abstand zwischen den Platten kleiner als 11 mm war.

Für die experimentell gefundenen Zahlen lässt sich vollständig Rechenschaft ablegen, wenn wir annehmen, dass auch positive Ionen, welche in dem Gase entstehen, bei der Erzeugung von neuen Ionen eine Rolle spielen. Verlassen n_0 negative Ionen die negative Elektrode A und bewegen sich dieselben zur positiven Platte B, so erzeugen sie $n_0 \cdot \left(e^{\alpha \cdot a} - 1\right)$ positive und negative Ionen in dem Gase. Von den positiven Ionen möge nun ein jedes pro Centimeter seines Weges gegen A hin im Gase β neue Ionen erzeugen, die sich von den durch die negativen hervorgebrachten in nichts unterscheiden sollen; so wird, solange β klein ist, eine endliche Anzahl von Ionen entstehen und alle negativen Ionen werden innerhalb eines kleinen Bruchteiles einer Sekunde die Platte B erreichen, nachdem sie durch die Erregerionen losgelöst wurden. Für diesen Fall wird, wie sich leicht zeigen lässt, die Gesamtzahl n der die positive Platte erreichenden Ionen durch die Gleichung gegeben:

$$n = n_0 \cdot \frac{(\alpha - \beta)\, e^{(\alpha - \beta)\, a}}{\alpha - \beta \cdot e^{(\alpha - \beta) \cdot a}}. \tag{2}$$

Setzt man $n_0 = 1$, $\alpha = 5{,}25$ und $\beta = 0{,}0141$, so erhält man die Zahlen der dritten Horizontalreihe der obigen Tabelle und also eine vorzügliche Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Dieselbe Übereinstimmung lieferte eine Reihe von weiteren Beobachtungen, bei welchen Gasdruck und Feldstärke variiert wurden. Aus diesen Beobachtungen liess sich ableiten, dass β, X und p durch die Formel verknüpft sind:

$$\frac{\beta}{p} = \Phi\left(\frac{X}{p}\right)$$

wie es nach der Theorie der Fall sein muss; und ferner, dass die Verhältnisse n/n_0 für verschiedene Abstände der Platten vom Absolutwerte von n_0 unabhängig sind, wenn n_0 bis auf den 20 fachen Betrag des ursprünglichen Wertes gesteigert wurde.

Von den Anwendungen der Theorie seien einige interessante Folgerungen aus derselben angeführt: die Zahl n wird im allgemeinen[1]) unendlich gross, wenn

1) In dem speziellen Fall, dass $\alpha = \beta$, wird n unendlich gross, wenn $\beta \cdot a = 1$.

a, Abstand der Platten in Millimetern	0	2	4	6	8	10	11
$n = n_0 \cdot e^{\alpha \cdot a}$, wobei $n_0 = 1$ gesetzt ist	1	2,86	8,17	23,4	66,5	190	322
n beobachtet	—	2,86	8,27	24,2	81	373	2250
$n = n_0 \cdot \frac{(\alpha-\beta)\, e^{(\alpha-\beta) \cdot a}}{\alpha - \beta\, e^{(\alpha-\beta) \cdot a}}$	—	2,87	8,3	24,6	80	380	2150

$$3) \qquad \alpha - \beta\, e^{(\alpha - \beta)\, a} = 0 .$$

Ist nun die Feldstärke X und der Gasdruck p gegeben, so können α und β, wie in der früheren Arbeit angegeben, gefunden und daraus a, der Abstand der Platten gerechnet werden;

$$a = \frac{\log nat\, \alpha - \log nat\, \beta}{\alpha - \beta}$$

würde demnach die Minimaldistanz darstellen, für welche eine kontinuierliche Entladung eintreten kann, die auch dann noch bestehen bleibt, wenn die Erzeugung von Erregerionen unterbrochen wird. Ich habe bei verschiedenen Drucken und mit verschiedenen Feldstärken Funkenlängen gemessen und in keinem Falle mehr als 2 Proz. Abweichung von der angegebenen Formel gefunden. So wurde z. B. in dem angeführten Versuche, in welchem eine konstante Kraft von 350 Volt pro Centimeter wirkte, eine Entladung zu stande gebracht, bei welcher das Gas zwischen den beiden Platten violett leuchtete, wenn der Abstand der Platten 11,6 mm betrug, während bei 11,5 mm noch kein kontinuierlicher Strom zu beobachten war; die Rechnung ergab für den Fall:

$$a = \frac{\log 5{,}25 - \log 0{,}0141}{8{,}25 - 0{,}0141} = 11{,}5$$

als Minimaldistanz für eine kontinuierliche Entladung.

Benützt man die Beziehungen

$$\alpha = p \cdot f\left(\frac{X}{p}\right) \text{ und } \beta = p \cdot \Phi\left(\frac{X}{p}\right),$$

so kann die Bestimmungsgleichung (3) für die minimale Funkenlänge auch geschrieben werden:

$$4) \qquad a = \frac{\log\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)}{\alpha - \beta}$$

$$a \cdot p \cdot \left[f\left(\frac{X}{p}\right) - \Phi\left(\frac{X}{p}\right)\right] = \log \frac{f\left(\frac{X}{p}\right)}{\Phi\left(\frac{X}{p}\right)}$$

oder

$$a \cdot p \cdot \left[f\left(\frac{V}{a \cdot p}\right) - \Phi\left(\frac{V}{a\, p}\right)\right] = \log \frac{f\left(\frac{V}{a \cdot p}\right)}{\Phi\left(\frac{V}{a \cdot p}\right)},$$

wo V die Potentialdifferenz zwischen den Platten bedeutet. Man ersieht hieraus, dass das Minimalpotential für eine Entladung zwischen parallelen Platten nur von dem Produkt $a \cdot p$, d. h. von der Quantität des zwischen den Platten befindlichen Gases abhängt, ein Resultat, welches schon De la Rue und Müller im Jahre 1879 experimentell gefunden haben (Phil. Trans. **171**, 65).

Andererseits zeigt die Formel, dass es bei niedrigem Drucke und geringem Abstand der Elektroden trotz Anwendung hoher E. M. K. unmöglich ist, einen Strom durch das Gas zu schicken. Das ist so lange unmöglich, als der Koeffizient von n_0 in der Formel (2) endlich bleibt, wenn α und β ihre Maximalwerte angenommen haben. Der Maximalwert von α ist $15\,p$, wenn p in Millimetern Hg ausgedrückt ist. Den Maximalwert von β habe ich noch nicht experimentell bestimmt; nehmen wir ihn $= 60\,p$ an, so ist die Bedingung für einen schwachen Strom:

$$\alpha > \beta \cdot e^{(\alpha - \beta)\, a}$$

und dies führt zu $a \cdot p < 0{,}03$, wenn man die obige Grenze einsetzt. Wir könnten demnach nur einen schwachen Strom durch das Gas hindurch schicken, solange $a \cdot p < 0{,}03$. Dies würde ein Experiment Hittorfs (Wied. Ann. **21**, 96, 1884) erklären, demzufolge in einem verdünnten Gasraum eine Entladung zu stande kommen kann, wenn der Weg zwischen den Elektroden gross ist, während man in dem Raum zwischen den Elektroden keine Lichterscheinung wahrnehmen kann, solange die Elektroden nahe zusammenliegen.

(Aus dem Englischen übersetzt von K. T. Fischer.)

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

Über das Leuchten verdünnter Gase rings um einen mit einem Induktorpol verbundenen Draht.

Von J. Borgmann.

In meiner vorherigen Mitteilung [1]) gab ich eine Erklärung der von mir beobachteten besonderen Lichterscheinung [2]), welche um einen axial in einem Rohr aufgezogenen Draht entsteht, wenn die Luft bis auf wenige Millimeter Gasdruck evakuiert ist und wenn der Draht an den positiven Induktorpol angeschlossen ist, während beide Induktorpole durch eine Funkenstrecke verbunden sind. Ich halte die in diesem Falle erscheinenden, gleichmässig längst dem Drahte verteilten leuchtenden Scheiben und die bei stärkerem Evakuieren entstehenden, vollständig ausgebildeten, ruhig leuchtenden Linsen für die Stellen, an welchen der Zusammenstoss und die Vereinigung der negativen Gasionen (Elektronen) mit den positiven Gasionen, welche von dem Drahte bei der periodischen Elektrisierung des letzteren abgestossen werden, stattfindet. Es ist klar, dass gemäss solcher Anschauung der Eintritt der Erscheinung der ruhigen, vollständig ausge-

1) Diese Zeitschrift **4**, 401, 1903.
2) Diese Zeitschrift **2**, 659, 1901; **3**, 433, 565, 1902.

bildeten leuchtenden Linsen, sowie die Verteilung der Linsen längst dem Drahte (der Zwischenraum zwischen den Linsen) von den Dimensionen des Rohres (hauptsächlich vom Durchmesser), sowie von der Natur des Gases im Rohre, d. h. von der Geschwindigkeit und freien Weglänge der Gasatome, der Träger der positiven Elektrizität, abhängt. Bei einem bestimmten Gase muss das Entstehen der Schichten sowie der Übergang der Schichten in Linsen, in Röhren verschiedener Grössen bei verschiedenem Gasdruck eintreten. In einem bestimmten Rohr, bei bestimmtem Gasdruck muss die Erscheinung in verschiedenen Gasen verschieden sein. Man kann erwarten, dass bei gleichem Gasdruck der Zwischenraum zwischen den Scheiben in Wasserstoff grösser und in Kohlensäure kleiner sein wird als in Luft. Die von mir bei sehr grossem Beistand H. Afanasieffs unternommene experimentelle Prüfung hat diese Voraussetzung vollkommen bestätigt.

Zu meinen Versuchen dienten fünf Röhren. Die Dimensionen dieser Röhren waren:

Rohr N 1	Länge 114 cm	äuss. Diameter	=	6,3 cm
„ N 2	„ 51,5	„	„	5,7 „
„ N 3	„ 75	„	„	4,2 „
„ N 4	„ 98	„	„	3,3 „
„ N 5	„ 50	„	„	3 „

Die Röhren 2, 3, 4, 5 waren parallel zu einander mit dem Manometer und der Pumpe „Geryk" verbunden. Das Rohr N 1 diente zu einer besonderen Versuchsreihe. Die Gase, welche zur Füllung dienten, wurden sorgfältig getrocknet. Zur Bestimmung der Entfernung zwischen den Scheiben und Linsen wurden auf das Rohr in einem Abstand von 20 cm dünne Papierstreifen aufgeklebt. n in den Tabellen bedeuten die Zahl der Scheiben oder der Linsen zwischen zwei solchen Papierstreifen.

Von der ziemlich grossen Zahl der von mir ausgeführten Beobachtungen, welche vollständig übereinstimmen, erlaube ich mir nur eine kleine Anzahl anzuführen. (Tabelle I.)

NB. Stabile Linsen bilden sich früher und sicherer in verhältnismässig breiten Röhren.

Rohr N 2 Tabelle II.

Gasdruck in mm	Wasserstoff	Luft	Kohlensäure
51	hell leuchtende Linsen $n = 8$	Unruhige Scheib. $n = 30$ (circa)	Unruhige Scheib.
28,5	Linsen $n = 6$	Linsen $n = 7$	Unruhige Scheib.
12	Linsen $n = 3,5$	Linsen $n = 4,5$	Unruhige Linsen
8	Dicke Linsen $n = 3$	Linsen $n = 4$	Nicht ganz ruhige Lins. $n = 6$ (circa)
4	Sehr dicke Linsen $n = 2,5$	Dicke Lins. $n = 3$	Linsen $n = 4,5$

Die Färbung der leuchtenden Scheiben und Linsen in Wasserstoff, Luft und Kohlensäure ist sehr verschieden: intensiv weiss in Wasserstoff, violett in Luft und schwach grünlich in Kohlensäure. Es ist sehr interessant, dass bei lange andauerndem Leuchten der Luft die Nuance der Färbung sich merklich ändert. Die Färbung wird weisslich und das Leuchten scheint trübe. Diese Beobachtung macht man fortwährend. Um wieder reines violettes Leuchten zu erhalten, muss man das Rohr mit frischer trockener Luft spülen. Es ist sehr wahrscheinlich, dass die Änderung der

Tabelle I. Trockene Luft.

Gasdruck in mm	N 1	N 2	N 3	N 4	N 5
210	Eine sehr grosse Anzahl leuchtender Sektoren	Desgleichen	Desgleichen	Desgleichen	Desgleichen
150	Die Sektoren rücken auseinander	Desgleichen	Desgleichen	Desgleichen	Desgleichen
110	Sehr dünne Scheiben. n — sehr gross	Grosse Anzahl von Sektoren	Grosse Anzahl von Sektoren	Grosse Anzahl von Sektoren	Es fangen, sich Scheiben zu bilden
82	Unruhige Scheiben n — gross	Unruhige Scheiben n — sehr gross	Unruhige Scheiben n — sehr gross	Unruhige Scheiben n — circa 30	Scheib. unruh. im allgem., nur 2 ruh. Scheib.
57	Unruhige Scheiben $n = 28$	Unruhige Scheiben $n = 28$ bis 30	Unruhige Scheiben	Unruhige Scheiben	Einige Scheiben sind ruhig
39	Stabile ruhige Scheiben $n = 18$	Unruhige Scheiben $n = 28$ bis 30	Es bilden sich schon ruhige Scheiben	Linsen fangen an sich zu bilden $n = 12$	Unruhige Scheiben
28	Nicht ganz ruhige Linsen $n = 7$	Ausgebildete Linsen $n = 7$	Ausgebildete Linsen $n = 8$	Unruhige Linsen	Unruhige Linsen
20	Stabile, ruhige Linsen $n = 5$	Stabile, ruhige Linsen $n = 5$	Stabile, ruhige Linsen $n = 6$	Unruhige Linsen	Unruhige Linsen
13	Stabile, ruhige Linsen $n = 4$	Stabile, ruhige Linsen $n = 4,5$	Stabile, ruhige Linsen $n = 5$	Unruhige Linsen	Es bilden sich schon ruhige Linsen
8	Stabile, ruhige Linsen $n = 4$	Stabile, ruhige Linsen $n = 4$	Stabile, ruhige Linsen $n = 5$	D. Lins. beweg. sich fortwähr. längst dem Draht	Stabile Linsen $n = 7$
4	Die Linsen vereinigen sich und werden verschwommen $n = 4$ (?)	Die Linsen sind sehr dick, wie aus zwei gebildet. $n = 3$.	Die Linsen sind sehr dick, wie doppelt $n = 5$	Nebeliges Leuchten, mit undeutlichen dicken Linsen	Dicke, wie doppelte, Linsen $n = 4,5$
2	Gleichmässig. Leucht.	—	—	—	—

Färbung eine Folge der Bildung von Verbindungen des Stickstoffs mit dem Sauerstoff in der Luft ist.

In früheren Mitteilungen habe ich schon darauf hingewiesen, dass bei Anschluss des Drahtes an den negativen Induktorpol und bei Gasdrucken von wenigen Zehnern von Millimeter man im Rohre ein fast vollständig gleichmässiges nebeliges Leuchten beobachtet, nur unmittelbar am Drahte beobachtet man eine hellere leuchtende Hülle. Bei hohen Drucken stellt das nebelige Leuchten einen Cylinder mit verhältnismässig kleinem Durchmesser dar. Bei weiterem Evakuieren erweitert sich der Cylinder, um bei wenigen Millimetern Luftdruck das ganze Innere des Rohres einzunehmen. Eine ganz besondere Erscheinung beobachtet man, wenn das Rohr statt mit Luft mit Kohlensäure gefüllt ist. Dann beobachtet man bei einem ganz bestimmten Gasdruck im Rohre ein Leuchten, das die Form glänzender, grünlicher, flüssiger Strahlen hat, die vom Drahte zu der inneren Wandung des Rohres strömen. An der inneren Wandung werden diese Strahlen vom Glase abgeworfen. Sie zerfallen in viele feine Strömungen, die sich schraubenförmig längst der Wandung schlängeln. Es entstehen mehrere solche Strahlen, die ziemlich gleichmässig längst dem Draht verteilt sind; jedoch verändern sie fortwährend ihre Lage. Deshalb ist es mir bis jetzt nicht gelungen, sie zu photographieren. Die höchst lichtempfindlichen photographischen Platten, die ich zu meiner Verfügung hatte, erwiesen sich doch zu wenig empfindlich, um eine Momentaufnahme zu gestatten. Fig. 1 ist eine

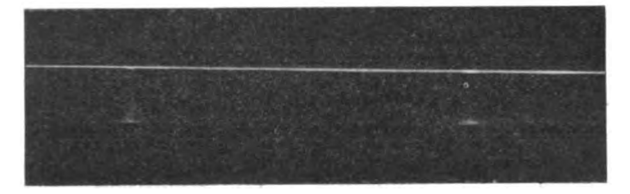


Fig. 1.

Autotypie nach einem Teile eines Negativs, der bei einer Exposition von 6 Minuten erhalten wurde. (Rohr Nr. 1; Gasdruck — 36 mm. In diesem Rohre verschwand diese Erscheinung bei 10 mm.) Man sieht auf der Figur nur die Strahlen, die vom Drahte ausgehen und die Stelle des Aufschlagens an die Wandung, wo jeder Strahl eine Art flüssigen Tellers bildet, von wo sich schon die feinen Strömungen ausbreiten, die aber nur unmittelbar zu beobachten sind, da sie sich nicht photographieren lassen. Sehr interessant ist die Erscheinung zwischen zwei Strahlen, wo man das Zusammenfliessen der feinen Strömungen von den beiden Strahlen beobachten kann. Ich halte folgende Erklärung für möglich. Die von dem Drahte fortgeschleuderten Elektronen (negative elektrische Atome) werden von den verhältnismässig schweren Kohlensäuremolekülen umringt und bewegen sich mit den letzteren.

Interessant ist das Leuchten der Kohlensäure bei niedrigen Drucken und bei Verbindung des Drahtes mit dem negativen Induktorpol.

Bei einem Gasdruck von 3—2 mm beobachtet man in Luft und Wasserstoff ein nebeliges Leuchten des ganzen Inneren des Rohres und ausserdem einen cylinderförmigen helleren Nebel um den Draht und auf der Oberfläche des Glases unruhige gelbliche Ringe. Kohlensäure zeigt eine andere Erscheinung. Anstatt des leuchtenden Cylinders, der nur Spuren von regelrecht längst dem Drahte verteilten Verengungen aufweist, entstehen längst dem Drahte leuchtende, ein wenig pulsierende, untereinander verbundene Ovoide. An der Stelle des Zusammentreffens zweier Ovoide beobachtet man dünne leuchtende Hüllen und ihnen gerade gegenüber liegen auf dem Glase die gelblichen Phosphoreszenzringe.

Fig. 2 ist eine Autotypie nach einer Photographie dieser Erscheinung (Exposition 4 Minuten).

Ein sechstes Rohr ($N6$; Länge $= 63$ cm, Diameter $= 3,5$ cm) wies die Erscheinung einer Kette von Ovoiden bei einem Drucke der Kohlensäure von 3 mm. (Bei diesem Druck und bei Verbindung des Drahtes mit dem positiven Induktorpol ist schon die letzte Spur der leuchtenden Linsen verschwunden, und das Leuchten ist vollständig gleichmässig.) Bei weiterem Evakuieren vergrössert sich die Länge und der Äquatorialdurchmesser der Ovoide. Bei einem

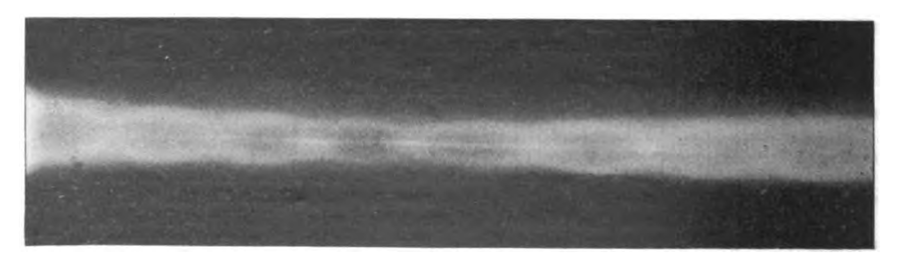


Fig. 2.

Millimeter Druck nehmen die Ovoide fast den ganzen Durchmesser des Rohres ein. Bei noch weiterem Evakuieren verliert die Ovoidenkette allmählich an Deutlichkeit und schliesslich setzt ein schwaches gleichmässiges Leuchten ein. Mit den Ovoiden verschwinden auch die Phosphoreszenzringe auf dem Glase.

In Röhren von grösserem Durchmesser ($N1$ und $N2$) kann man wohl dieselbe Erscheinung beobachten, jedoch nicht so deutlich wie in schmäleren Röhren.

St. Petersburg, Universität, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 14. Juni 1903.)

Ein Hysteresis- (und Wirbelstrom-) Motor.

Von L. Kann.

Schon vor 2 Jahren, als ich noch als Assistent an der Bergakademie in Leoben thätig war, fasste ich den Plan: die Hysteresis dadurch zu messen, dass gerade sie zur Lieferung einer motorischen Kraft herangezogen wird; dass also derselbe Vorgang, der sich sonst vermittels der durch ihn bedingten Energieverluste bei Maschinen so unangenehm fühlbar macht, direkt zu einer mechanischen Arbeitsleistung verwendet wird, welche ein Mass für die Grösse dieser Verluste abgeben kann.

Da ich in Leoben keinen Wechselstrom zur Verfügung hatte, musste ich mit der Durchführung der entsprechenden Versuche warten, bis sich mir — erst vor kurzem — an der physikalischen Lehrkanzel der technischen Hochschule in Brünn hierzu Gelegenheit bot.

Meinem Plane lag folgende Idee zu Grunde: Legt man 2 magnetische Felder übereinander, von denen das eine vom magnetisierenden Strome in Luft, das andere — um 90^0 gegen das erstere gedreht — vom zu untersuchenden, durch diesen Strom magnetisierten Körper (z. B. Eisen) erzeugt wird, — so resultiert ein Feld von einer ganz bestimmten Richtung und Stärke, das wir in rechtwinkeligen Koordinaten folgendermassen festlegen können: Wir tragen die Stärke des magnetisierenden Stromes in Kraftlinien (in Luft) ausgedrückt ihrer Grösse und Richtung nach als Abscisse OA (Fig. 1), die Zahl der Kraftlinien, welche aus dem zu untersuchenden Körper austreten, als Ordinate OB, ebenfalls ihrer Richtung entsprechend, auf. Dann giebt der Vektor OC Richtung und Grösse des resultierenden Feldes. Ist nun der magnetisierende Strom ein Wechselstrom, wogt also sein Kraftlinienfluss in der Richtung der X-Achse und der des magnetisierten Körpers in der Richtung der Y-Achse hin und her, so beschreibt der Endpunkt C des Feldvektors eine

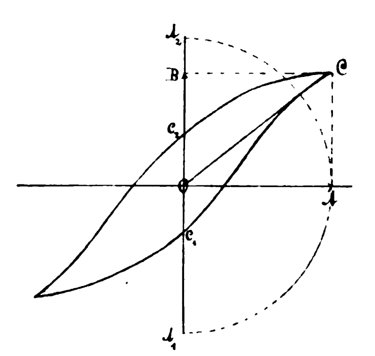


Fig. 1.

der Hysteresisschleife sehr ähnliche, mit ihr leicht in numerische Beziehung zu bringende geschlossene Kurve.

Der Vektor OC definiert also ein regelrechtes 2poliges Drehfeld, aber von ungleichförmiger Rotationsgeschwindigkeit und stark wechselnder Amplitude. Dieses Drehfeld, welches durch die Hysteresis geschaffen wird, lässt sich nun ganz so wie die durch andere Mittel erhaltenen Drehfelder (des Zwei- oder Dreiphasenstromes z. B.) zum Betrieb eines „Drehstrommotors" verwenden; nur dreht sich bei einem solchen Hysteresismotor nicht, wie bei jenen der Einfachheit der Berechnung wegen angenommen werden kann, ein sinusförmig verteiltes Feld mit gleichmässiger Geschwindigkeit; das Drehfeld desselben rotiert vielmehr, wie schon oben erwähnt wurde, mit ungleichförmiger Geschwindigkeit und dabei stark wechselnder Amplitude. Legen wir die Drehung des gleichmässig rotierenden Wechselstromvektors als Zeitmass zu Grunde, so wird, während derselbe (OA, Fig. 1) von OA_1 bis OA gelangt ist, also einen Winkel von 90^0 beschrieben hat, der Hysteresisfeldvektor sich um den weit grösseren Winkel C_1OC gedreht haben, das Hysteresisfeld also jetzt II zu OC gerichtet und von der Stärke OC_1 bis zu der OC gewachsen sein. Während der nächsten Viertelperiode des Wechselstroms (OA bis OA_2) hingegen beschreibt der Vektor des Hysteresisfeldes den viel kleineren Winkel COC_2 und nimmt hierbei von OC auf OC_2, was Feldstärke anbelangt, ab. Ja die Verhältnisse können noch weit komplizierter liegen:

Bei der in Figur 2 gezeichneten Schleifenform hat der Feldvektor die Richtung OC_1, wenn der Vektor des Wechselstromes die OA_1 hat. Dreht sich nun der letztere bis OA, so bekommt das Feld die Richtung OC, hat sich also um den Winkel C_1OC zurückgedreht.

Dennoch lassen sich unter geeignet vereinfachten Annahmen Formeln für das von einem solchen Hysteresisfeld erzeugte Drehmoment auf einen bestimmten Anker aufstellen, in welchen

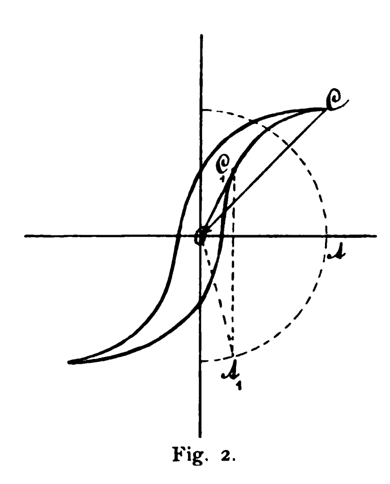


Fig. 2.

die Fläche der Hysteresiskurve als Faktor auftritt.

Die zur ersten Orientierung in Skizzenform ausgeführte experimentelle Verwirklichung dieser Verhältnisse war folgende:

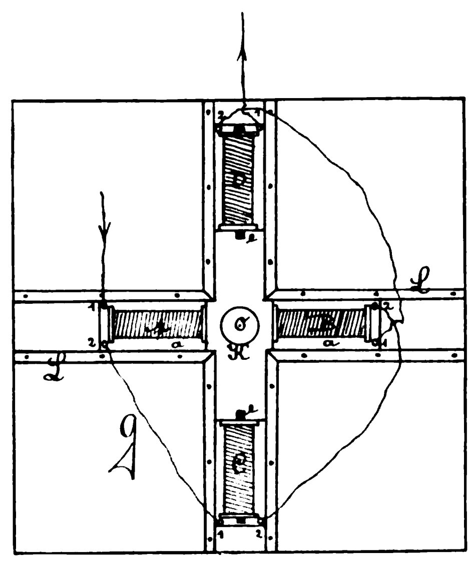


Fig. 3.

Auf einem Brett G (Fig. 3) sind in Kreuzform Führungsleisten L angeordnet, welche zur Führung der auf geeigneten Grundbrettchen a aufmontierten Spulen A, B, C, D dienen. Diese bestehen aus ca. 500 Windungen eines $1\frac{3}{4}$ mm dicken isolierten Kupferdrahtes in 6 Lagen und sind auf Papprohr von 14 mm Durchmesser gewickelt.

In der Mitte O befindet sich eine Spitze, auf welche das Hütchen des kleinen Kurzschlussankers K aufgesetzt wird. Als solcher dient ein leichter, 18 mm hoher und 15 mm im Diameter messender Kupfercylinder, welcher oben mit einem das Lagerhütchen tragenden Deckel versehen ist.

Schickt man nun einen Wechselstrom so durch die Spulen, dass je zwei einander gegenüberliegende, von einem Ende aus gesehen, im selben Sinne durchflossen werden[1], also zusammen ein in ihrer Längsrichtung gelegenes Feld erzeugen und versieht ein Paar einander gegenüberliegender Spulen (z. B. C und D) mit Eisenkernen e, so dreht sich der Anker sehr lebhaft. Dabei werden die einen Eisenkern tragenden Spulen etwas weiter von der Mitte O abgerückt als die leeren, damit die von beiden erzeugten Felder in der Mitte, was ihre Maximalstärke betrifft, einander ähnlicher werden.

Hat man Eisenkerne von ziemlich grossem Durchmesser genommen, so tritt eine überraschend starke Rotation auf. Weitere Versuche zeigen jedoch bald, dass nicht die ganze auf Rechnung der Hysteresis zu setzen sei, sondern zum grösseren Teile durch Wirbelströme im Eisenkerne verursacht werde. Nimmt man nämlich statt eines massiven Eisenstabes Bündel aus Eisendraht von immer kleinerem Durchmesser, so lässt die Geschwindigkeit der Rotation rasch nach, bis sie von einer gewissen Dicke abwärts nicht mehr merklich durch weiteres Verdünnen der Drähte beeinflusst wird. Sie bleibt von da ab, wo also höchstwahrscheinlich die Wirbelströme schon ganz belanglos sind und nur mehr die Hysteresis wirkt, bis zu den dünnsten Drähten hinab konstant. Besonders deutlich tritt dies bei dünnen Stahldrähten auf.

Dass bei einer solchen Anordnung die Foucaultströme mit dem magnetisierenden Strom zusammen ebenfalls ein Drehfeld erzeugen, ergiebt sich klar aus der Betrachtung einer Spule mit Eisenkern als Transformator.

Der Eisenkern selbst — als Cylindermantel von verschwindender innerer Öffnung aufgefasst — mit seiner geschlossenen leitenden Masse entspricht einer kurzgeschlossenen Sekundärwicklung von verhältnismässig geringem Widerstand und hoher Selbstinduktion.

Die resultierende Magnetisierung eines solchen Transformators, also der Kraftlinienfluss bleibt hinter dem magnetisierenden primären Strome um einen Winkel φ zurück, der bei einem idealen Transformator, bei dem man Streuung etc. vernachlässigen kann, gleich ist

$$\varphi = arc\, tg\left(\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{L_s}{R_s}\right)$$

wann T die Zeit einer vollen Periode des Wechselstromes, L_s die Selbstinduktion und R_s den Widerstand des Sekundärkreises bedeutet.

Dies ergiebt sich ohne weiteres aus dem folgenden Diagramm eines allerdings idealen Transformators (Fig. 4):

1) Man verbindet also, wenn die Spulen, von der Seite der Klemmen gesehen, gleich gewickelt sind, — beispielsweise A_2 mit C_1, C_2 mit B_2, B_1 mit D_2, und schliesst die Wechselstromzuleitungen an A_1 und D_1 an.

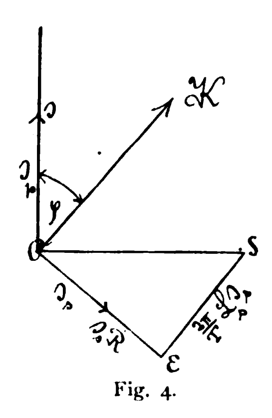


Fig. 4.

Zeichnen wir, ohne nach der Primärspannung zu fragen, den Vektor des Primärstromes $O\mathfrak{J}$. Dann steht ⊥ zu ihm der Vektor der treibenden Spannung im sekundären Stromkreis OS. (NB. Der Tensor desselben ist, wenn M die wechselseitige Induktion des Primär- und Sekundärkreises ist, $OS = \frac{2\pi}{T} M\mathfrak{J}_p$.) Diese Spannung liefert die zur Erhaltung des sekundären Stromes $\mathfrak{J}_s$ notwendige „thatsächliche" Spannnng $OE = \mathfrak{J}_s \cdot R_s$ als auch die zur Überwindung der (zur ebenerwähnten ⊥ stehenden) gegen elektromotorischen erforderliche $ES = \frac{2\pi}{T} L_s \mathfrak{J}_s$. Die resultierende Magnetisierung K ist ihrer Richtung und Grösse nach gegeben durch die Resultante der primären und sekundären Ampèrewindungen. Doch wollen wir darauf nicht weiter eingehen, denn was wir von diesem Diagramm brauchen, ist die Einsicht: dass der Winkel zwischen primärem Strom und Magnetisiersng

$\sphericalangle\, \mathfrak{J}OK = arctg \frac{2\pi}{T} \frac{L_s}{R_s}$; und das ergiebt sich aus dem Diagramm sofort. Denn da, wie schon erwähnt, $OS \perp O\mathfrak{J}$ und die thatsächliche sekundäre Spannung OE senkrecht zur Magnetisierung OK sein muss, so ist

$$\sphericalangle\, \mathfrak{J}OK = \sphericalangle\, SOE = arctg \frac{2\pi}{T} \frac{L_s}{R_s}.$$

Demnach $\sphericalangle\, \varphi = arctg \frac{2\pi}{T} \frac{L_s}{R_s}$.

Derselbe wird natürlich durch Hysteresis noch vergrössert.

Ist also die Selbstinduktion des sekundären Kreises sehr gross und der Widerstand — verhältnismässig — klein, so ist $\sphericalangle\, \varphi$ nicht viel kleiner als 90° und man hat dann bei unserer Anordnung 2 Felder, die fast ⊥ zu einander stehen, also Verhältnisse, die nicht stark von denen eines 2-Phasenstromfeldes abweichen. — So liegt die Sache bei einem massiven Eisenkern. —

Wächst aber der Widerstand, während etwa die Selbstinduktion gleichzeitig noch dazu abnimmt, so wird der Winkel φ immer kleiner. Das Magnetfeld und der primäre Strom kommen immer mehr in Phase. — Das geschieht aber bei einer genügend weitgehenden Unterteilung des Eisenkerns. Dann bleibt nur noch das Hysteresisfeld bestehen.

Ein Beweis für die Richtigkeit, resp. Zulässigkeit obiger Auffassung ist folgendes:

Steckt man über eines der Bündel aus sehr dünnen Drähten, bei welchem die Rotation schon ziemlich langsam vor sich geht, eine Messing- oder Kupferhülse, so gerät der Anker sofort in eine so starke Rotation, wie sie selbst bei einem massiven Eisenkern nicht erreicht wird.

Eine solche Hülse hat eben als Sekundärwicklung verhältnismässig grosse Selbstinduktion und geringen Widerstand, und die resultierende Magnetisierung in den Spulen C und D bleibt um einen beträchtlichen Winkel gegen das mit dem primären Strome in Phase liegende Luftfeld der Spulen A und B zurück. Man erhält also, wie wir ja schon gesehen haben, ein dem Zweiphasendrehfeld ziemlich nahe kommendes.

In dieser Form soll natürlich der Hysteresismotor rein-technische Verwendung vorläufig nicht finden; aber gerade wegen dieser Einfachheit und Übersichtlichkeit gewährt er als Demonstrationsmittel einen klaren Einblick in die Verhältnisse der Hysteresis und der Wirbelströme von einer neuen Seite.

Aber andere wichtige physikalische Fragen können vielleicht mittels dieser Anordnung in Angriff genommen werden: wie z. B. (etwa bei recht hohen Periodenzahlen) die nach dem Vorhandensein von Remanenz und Hysteresis in schwach magnetischen Körpern, welche mit den bisherigen Methoden nicht wohl erledigt werden konnten u. s. w.

Ich gedenke zunächst solche Untersuchungen nach dieser Methode durchzuführen, indem ich zur Erzielung eines günstigeren, geschlosseneren Kraftlinienweges je 2 solcher einander gegenüberliegender Spulen durch eine hufeisenförmige ersetze und in diesem Felde den Ablenkungswinkel eines zwecks Erhöhung der Empfindlichkeit an einem Kokonfaden aufgehängten Silbercylinders beobachte.

Zur Untersuchung von Flüssigkeiten werden die Spulen am besten direkt auf entsprechend gebogene, an den sich einander gegenüberstehenden Enden flach abgeschlossene Glasröhren gewickelt, welche an einer geeigneten Stelle, etwa in der Mitte der Krümmung, mit einem Füllröhrchen versehen sind. Die eine dieser Röhren mag nun evakuiert, die andere mit dem zu untersuchenden Körper (flüssig oder gasförmig) gefüllt werden.

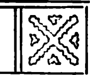
Deutsche Technik Brünn, Mai 1903.

(Eingegangen 27. Mai 1903.)

REFERATE.



Elektrotechnik.
Besorgt von Prof. Dr. H. Th. Simon.



Oliver Lodge, Eine neue Form eines sich selbst wiederherstellenden Kohärers. Proceedings of the Royal Society. LXXI, Nr. 474, S. 402.

Verfasser hat den schon vor einigen Jahren von Lord Rayleigh und R. Appleyard beschriebenen Quecksilberkohärer folgendermassen umkonstruiert: Ein kleines, schnell rotierendes Stahlrädchen mit messerartig geschärftem Rande taucht ein wenig in Quecksilber, über dem sich eine dünne Ölschicht befindet. Verbindet man Rädchen und Quecksilber mit einer schwachen Elektrizitätsquelle, etwa von 0,1 Volt, das Rädchen mit dem positiven, das Quecksilber mit dem negativen Pole, so erhält man einen sehr empfindlichen Kohärer. Eine elektrische Welle stellt den Kontakt zwischen Rädchen und Quecksilber her, der bei der niedrigen elektrischen Spannung sonst durch die Ölschicht vollständig unterbrochen ist und bei der schnellen Rotation des Rädchens auch schnell unterbrochen wird. Der Apparat giebt infolgedessen die Zeichen des Senders sehr scharf und genau wieder; er kann mit einer Schreibvorrichtung oder auch Telephon verbunden werden.

M. Reich.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

Briefkasten.

Den deutschen Universitäten und Hochschulen ist folgendes Schreiben zugegangen, welches wir zur Kenntnis unserer Leser bringen möchten:

Ministerium des Handels, der Industrie, des Post- und Telegraphenwesens.

Republik Frankreich.

Paris, den 15. Juni 1903.

Die französische Verwaltung des Post- und Telegraphenwesens hat beschlossen, dass künftig Ausländer an einem Teil oder der Gesamtheit der an der Ecole professionnelle Supérieure des Postes et des Telegraphes zu Paris (2. Abteilung) abzuhaltenden Kurse teilnehmen können. Um von dieser Vergünstigung Gebrauch zu machen, genügt es, das Zeugnis eines Examens vorzulegen, dessen Bedingungen beiliegen (Erlass vom 18. Febr. 1903), oder sich durch ein Diplom einzuführen, welches von dem Ausführungskomitee für genügend befunden würde.

Ich würde Ihnen sehr dankbar sein, wenn Sie diese Verfügungen denjenigen Ihrer Studierenden mitteilen wollten, die etwa den Wunsch haben, ihre Kenntnisse in der theoretischen Elektrizitätslehre in jener Schule zu ergänzen.

Der Unterricht, den dieselbe bietet, stellt eine sehr nützliche Ergänzung zu den in den Universitäten oder Elektrotechnischen Hochschulen vermittelten Kenntnissen dar. Die Kurse finden alle zwei Jahre statt, die nächsten beginnen am 15. Okt. 1903.

Ich erlaube mir, die ausführlichen Programme der Kurse, die im Jahre 1903 und 1904 vorgetragen werden, beizufügen, ebenso Listen über die speziellen Vorlesungen mit den vortragenden Professoren.

Es wurde alles aufgewendet, um diese Kurse auf dem Stande der neuesten Fortschritte in der Elektrizitätslehre zu erhalten und ihnen eine wahrhaft moderne Fassung zu geben. Ausserdem wird jedes Jahr eine völlig neue Frage der Elektrizitätslehre behandelt. So wird dieses Mal Herr Poincaré (Mitglied der Akademie der Wissenschaften) die Ausbreitung eines Stromes mit variabler Periode längs eines Leiters behandeln.

Ein Ausführungskomitee, darunter die Herren Sarrau und Poincaré (Mitglieder der Akademie der Wissenschaften) überwachen ausserdem die Abänderung des Programms und den Fortgang der Studien, damit fortlaufend das gewünschte Resultat erreicht wird.

Ich gebe mich der angenehmen Hoffnung hin, dass dieses Entgegenkommen der französischen Regierung von dem einen oder anderen Ihrer Studierenden benutzt werden wird. — Es ist überflüssig hinzuzufügen, dass diejenigen von ihnen, die etwa zum Besuch der Ecole professionelle Supérieure herkommen würden, bei den Lehrern und Studierenden derselben alle Zeit eine durchaus liebenswürdige Aufnahme finden würden

Gezeichnet: der Direktor.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der technische Rat im Patentamt Johann Sahulka wurde zum ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule in Wien ernannt.

An der Technischen Hochschule in Berlin habilitierte sich Dr. Koethner für anorganische Chemie, an der Universität Graz der Privatdozent der Technischen Hochschule daselbst Franz Hemmelmayr Edlen v. Augustenfeld für Chemie.

Ernannt wurden der Professor der Mathematik Dr. Hettner zum Rektor der Technischen Hochschule zu Berlin und der Professor der Physik Čeněk Strouhal zum Rektor der Böhmischen Universität zu Prag für die Amtsperiode 1. Juli 1903 bis 1. Juli 1904.

Dem Ersten Chemiker der städtischen Gaswerke in Berlin Heinrich Drehschmidt ist das Prädikat „Professor" beigelegt worden.

Den Professoren Assmann und Berson vom Meteorologischen Institut zu Berlin hat die königliche Akademie der Wissenschaften zu Amsterdam die Buys-Ballot-Medaille, die alle zehn Jahre für die hervorragendsten Verdienste um die Meteorologie verliehen wird, zuerkannt.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. | 1. August 1903. Redaktionsschluss für No. 22 am 5. August 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Fallmaschine und ein Cykelmodell.

Von J. J. Taudin Chabot.

Die Fallmaschine, welche Poggendorff nach eigener Angabe[1]) als Verbesserung der Atwoodschen[2]) konstruiert hat, zeigt gleich wie diese im Gebrauch eine ablaufende Schnur, deren Fortbewegungsgeschwindigkeit und Bahnlänge mithin die Dauer eines jeden Experiments beschränken. Den Versuch einer Weiterbildung der Poggendorffschen Fallmaschine, namentlich um die Beobachtungen von zeitlicher Beschränkung infolge des Ablaufes einer Schnur zu befreien, bedeutet sodann das von mir als „eine neue Fallmaschine" beschriebene Modell.[3]) In der Darlegung seiner Wirkungsweise bin ich der von Poggendorff für seine Fallmaschine gegebenen gefolgt: „die Zu- oder Abnahme des Gewichtes eines einzigen Körpers, je nachdem er gehoben oder gesenkt wird"[4]), erschien demnach hier als Schwerpunktsverschiebung des Systems der beiden Massenscheiben Fig. 1, sodass es als Ganzes zu rotieren anfing.

Die Entstehung des Poggendorffschen Apparates eben aus der Atwoodschen Fallmaschine mag seine Qualifizierung desgleichen als Fallmaschine veranlasst haben. Obwohl hier gegen die Atwoodsche Fallmaschine der wesentliche Unterschied besteht, dass die Gravitation, wie bei der Gewichtsuhr, nur als motorische Kraft überhaupt sich bethätigt, erzielt man doch im Grunde dieselben Effekte bei blosser translatorischer Bewegung etwa einer belasteten Federwage: im Falle der Mechanismus auf die Masse zu bewegt wird, zeigt sich Gewichtsvermehrung, im Falle er von ihr hinweg bewegt wird, Gewichtsverminderung an, und zwar gleichgültig, wie die Bewegungsbahn im Schwerkraftsfelde der Erde orientiert ist, wenn nur bei Annäherung an Erde, — α, Neigungswinkel der Bahn gegen eine Niveaufläche, — allgemein die Geschwindigkeit der Translation $v > g \sin \alpha$.

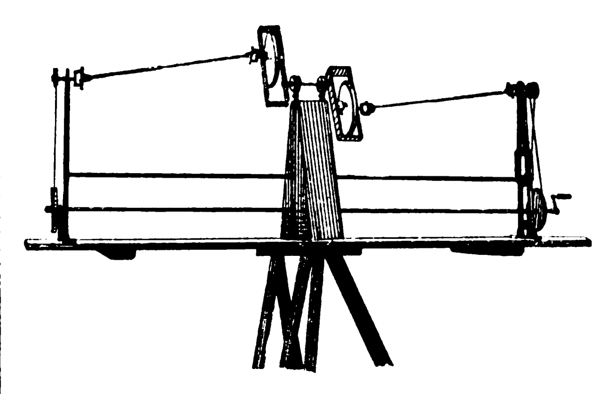


Fig. 1.

Hieraus erhellt, dass der Mitwirkung der Schwerkraft überhaupt lediglich sekundäre Bedeutung innewohnt, während das Beharrungsvermögen der zu bewegenden Massen den eigentlichen beobachteten Effekt veranlasst. Kommt mithin der Poggendorffschen Fallmaschine die Bezeichnung als solche schon nicht mehr im ursprünglichen Sinne — wie der Atwoodschen Fallmaschine — zu, so passt vollends auf meine Weiterbildung des Apparates ein „valmachine en is gheen valmachine", als Variante des Simon-Stevinschen Wortes „wonder en is gheen wonder" (bezüglich der geschlossenen, bei jeder Form ohne weiteres äquilibrierten Kette).[1])

1) Pogg. Ann. **92**, 179, 1854.
2) On the rectilinear motion and rotation of bodies. Cambridge 1784.
3) Diese Ztschr. **3**, 489, 1902.
4) Pogg. Ann., loc. cit., S. 181.

1) Wiskonstige Gedachtenissen; Leyden, 1605—1617.

Das neue Modell weist nun aber dem alten Poggendorffschen gegenüber den Unterschied auf, dass es von der diesem letzteren als gewissermassen zufälliger Umstand anhaftenden Eigentümlichkeit, nur unter Mitwirkung der Schwerkraft funktionieren zu können, befreit: die Rotation des Systems der beiden Massenscheiben tritt ein, wenn ihre Ebene normal sowohl als wenn sie parallel zu einer Niveaufläche des Schwerkraftfeldes orientiert erscheint. Letztgemeinten Fall experimentell zu verwirklichen braucht nur die Drehachse des hinlänglich kräftig gefügten Modells vertikal gestellt zu werden: erleidet die Rotation der beiden Massenscheiben eine Beschleunigung, beispielsweise eine negative, — wenn etwa dieselbe, einmaligem Anstoss entsprungen, unter fremden Einflüssen allmählich nachlässt, — so beobachtet man auch jetzt eine positive Beschleunigung des Umlaufs (sei dessen Geschwindigkeit anfangs 0 oder >0) der beiden Massen umeinander, fortdauernd nach Massgabe der Abnahme ihrer Achsendrehung. Gleichzeitig, folglich, entsteht für den Durchmesser der Umlaufsbahn das Bestreben, sich zu vergrössern, sodass nunmehr in einem bestimmten Augenblicke nur mehr die Grösse der beide Massen zusammenhaltenden Kraft es bedingt, ob diese auseinander streben, d. h. ob das zweigliedrige System sich auflöst, oder nicht. — Macht einmal die negative Beschleunigung der Achsendrehung einer positiven Platz, so vermindert sich alsbald die Umlaufsgeschwindigkeit, kann Null und dann negativ (Bewegungsrichtungswechsel) werden.

Als Cykelmodell betrachtet, unterscheidet sich die Konstruktion in eigentümlicher Weise von dem Maxwellschen Dicykel[1]) und einigen seiner Varianten, sowie von meinem eigenen Polycykel[2]): während dort die einzelnen Cykeln sozusagen als diskrete Massensysteme in das kontinuierliche „Kraftsystem" eintreten, eine gleiche Bewegung (Achsendrehung) sich successive verschiedenen Massen mitteilt, sind es hier, umgekehrt, verschiedene Bewegungen, die successive an den gleichen Massen wahrgenommen werden: Zur Achsendrehung gesellt sich je nach deren Beschleunigung eine Umlaufsbewegung derselben Massen.[1]) Es entfällt der Zwischenmechanismus.

Einen Versuch, andererseits, auch bei verschiedenen Massen ohne Zwischenmechanismus gelegentlich auszukommen, oder vielmehr einen solchen von den Cykeln nicht eigentlich zu differenzieren, bildet das erwähnte Polycykel: Die einzelnen Elemente, — Zahnräder mit gleitendem Eingriff, Fig. 2, — als Aufbau von beliebiger Ausdehnung kontinuierlich den Raum erfüllend, sind in der Form einander alle gleich, nur durch die Orientierung, — nach äquidistant



Fig. 2.

ineinander gestellten rechtwinkligen zwei Raumgittern, x, y, z, φ, χ, ψ — verschieden. Für ein beliebig herausgegriffenes Dicykel gilt, dass ein infolge Hemmung, welcher Art immer, nicht übertragener Restbetrag rotatorischer Bewegung des ersten Cykels als translatorische Bewegung in die Erscheinung tritt; der dislozierte Teil kann, um die Achse drehend, in die Anfangs-

1) In der Sammlung des Cavendish-Laboratoriums zu Cambridge befindlich, erwähnt von Lord Rayleigh bei der Beschreibung eines eigenen Modelles (Phys. Soc. of London **10**, 434, 1890) und vorgezeigt von Prof. Forbes gelegentlich seines zweiten Vortrags über elektrische Wechselströme und unterbrochene Ströme (vor der Royal Institution zu London, 1895). — Aus diesem Modell konstruktiv abgeleitet erscheint der von mir angegebene rotierende Erdinduktor ohne Schleifkontakte (Phil. Mag. VI, **4**, 506, 1902): beide Cykeln normal zu einander und ohne Zwischenrad in direktem Eingriff, der eine feststehend, der andere (das Induktorsolenoid) außer der Achsendrehung auch noch die Umlaufsbewegung ausführend, welche sonst dem jetzt fehlenden Zwischenrad zukommt — so eröffnete sich die Möglichkeit des unmittelbaren Anschlusses eines (biegsamen) Leiters, welcher trotz der permanenten Rotation nicht gedrillt wird, nachdem infolge des Hinzutretens einer fortschreitenden Bewegung (des Umlaufs im Kreise) jene (auch am Wirbelringkörper bekannte) wälzende Bewegung resultiert, die hier eben gleichbedeutend ist mit dem Ausbleiben einer Tortion des direkt angeschlossenen Leiters.

2) Phil. Mag. **46**, 428, 571, 1898.

1) Ähnliches an Maxwells Modell ist wohl nur accidentell, insofern es lediglich einen Teil des Zwischenmechanismus betrifft: das Zwischenrad führt um seine eigene Achse rotierend, eine Umlaufsbewegung um die, beiden Cykeln gemeinsame Achse aus, solange nicht diese gleiche Geschwindigkeiten besitzen.

lage zurückkehren, momentan noch oszillatorisch darüber hinauslaufend, oder, wenn er den nächsten Eingriff erreicht hatte, weiter wandern. Umgekehrt kann der erstmalige translatorische Antrieb rotatorische Bewegungen verursachen. Wie jeweils der Gesamtaufbau des Polycykels einen Impuls durchlässt, ob rotatorisch, ob translatorisch, bedingt sodann seine Beschaffenheit zur betreffenden Zeit, i. e. sein Zustand; im allgemeinen werden Rotation und Translation zugleich auftreten, während eine von beiden vorherrscht.

(Eingegangen 1. Juli 1903.)

Wellendemonstration mit der Rogetschen Spirale.

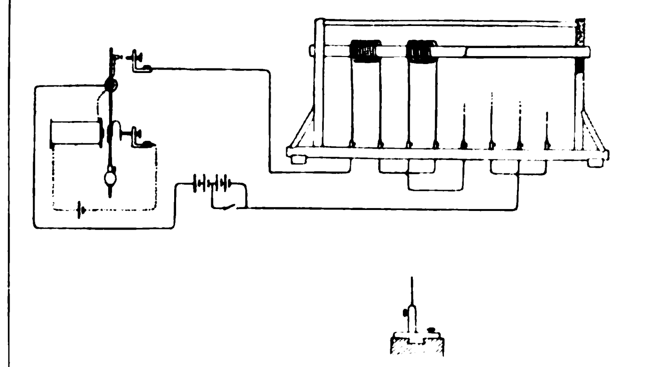
Von Richard Heilbrun.

Die Rogetsche Spirale[1]) liefert bekanntlich einen besonders hübschen Vorlesungsversuch über die elektrodynamische Anziehung und bereitet mit der Wirkung der Windungen einer Spule aufeinander den späteren Übergang von Induktion zu Selbstinduktion vor. Merkwürdigerweise scheint das Arbeiten der Spirale noch niemanden dazu geführt zu haben, mit ihr Longitudinalwellen zu demonstrieren, obgleich an guten Wellenapparaten kein Überfluss ist.

Freilich zeigt die Rogetsche Spirale in ihrer alten Form durchaus keine reine Schwingung. Selbst wenn von dem störenden Einflusse der Reibung der Drahtspitze im Quecksilber und dem namentlich bei Beschwerung des unteren Endes nicht unerheblichen der Schwerkraft abgesehen wird, bleibt zweierlei Störendes bestehen. Das ist erstens während des Eintauchens die ausserordentliche Dämpfung der herabschwingenden Spule durch die elektrodynamische Anziehung der Windungen. Die Spitze wird nicht viel unter ihre Ruhelage herabschwingen, und die Kurve, welche ihre Elongationen als Funktion der Zeit wiedergiebt, wird im wesentlichen nur aus halben Wellen über der das Quecksilberniveau bezeichnenden Abszisse bestehen. Aber auch solange die Spitze nicht eintaucht, wird die Spirale nicht wirklich frei elastisch in ein Viertel Wellenlänge schwingen, denn es bleibt die Diskrepanz zwischen den elastischen Kräften und der Nachwirkung der elektrodynamischen, ähnlich wie bei einem Pendel, das auf seiner Bahn jedesmal an derselben Stelle mit seiner sehr elastischen Kugel gegen eine Wand stösst.

Die Rogetsche Spirale lässt sich nun dadurch zur Wellendemonstration geeignet machen, dass man der elektrodynamischen Anziehung die Abstossung hinzufügt. Man versucht vergeblich, zu diesem Zwecke der Spule an mehreren Stellen den Windungssinn zu ändern. Gerade diese Umbiegungsstellen erweisen sich immer wieder als vollständig unelastisch. Es bleibt nichts übrig, als mehrere Spulen zu verwenden, von denen immer die Nachbarn im entgegengesetzten Sinne gewunden oder bei gleichem Windungssinn von entgegengesetzten Strömen durchflossen werden. Die Spulenachse wird aus der Vertikalen in die Horizontale verlegt — sonst geht es schlecht — und, wenn man will, zur Vergrösserung der Amplituden ein Eisenkern durch die Windungen geschoben. In der Abbildung sind übrigens die Spulen zu weit voneinander geraten.

Durch das Herumklappen in die Horizontale verzichtet man freilich auf die selbstthätige Stromunterbrechung, welche dieselbe Periode hat, wie die Eigenschwingung der Spirale. Die Periode der jetzt notwendigen künstlichen Unterbrechung muss deshalb der der Eigenschwingung



der Spule gleich oder ein ganzes Vielfaches von ihr sein. Man giebt es bald auf, mit der Hand, etwa mittels einer Morsetaste, die Unterbrechungen hervorzurufen, weil man beim besten Willen nicht gleichmässig genug arbeitet, und benutzt einen mechanisch angetriebenen Unterbrecher. Vielleicht eignet sich dazu ein Metronom, in entsprechender Weise eingerichtet. Man kommt aber mit einem Wecker ohne Glocke ganz gut zum Ziele. Man lässt ihn mit ein Paar Trockenelementen laufen. Der schwingende Klöppel trägt, isoliert und in einigen Spiralwindungen federnd, den Leitungsdraht, welcher den aus einigen Akkumulatorenzellen entnommenen Spulenstrom zur Unterbrechungsstelle — Platinplättchen und platinierter Stift — führt. Durch Verstellen des Kontaktstiftes und Änderung des Klöppelmomentes kann man ganz genau auf die richtige Spulenperiode einstellen. Sollen sich ordentliche Wellen ausbilden, so ist die Einstellung mit der allergrössten Genauigkeit vorzunehmen. Verwendet man bis auf einen kleinen Unterschied in der Windungszahl genau

1) In Gemeinschaft mit Faraday von P. M. Roget, Sekretär der Royal Society, konstruiert, veröffentlicht in „Darstellung des Elektromagnetismus", Deutsche Übersetzung 1847, S. 137.

gleiche Spulen — die eine habe z. B. elf, die andere zwölf Windungen —, so zeigen beide einen deutlichen Unterschied in der richtigen Periode. Die längere Spirale schwingt ein wenig schwerfälliger. Nähert man sich beim Einstellen der richtigen Periode, so fangen die erwarteten Schwingungen an, wechseln aber periodisch mit Pausen ab. Je näher der richtige Wert liegt, um so länger dauern die Schwingungen und um so kürzer die Pausen, bis diese schliesslich ganz verschwinden. Solange der Unterbrecher sauber arbeitet, schwingt jede Spirale in einer halben Wellenlänge. In der Mitte liegt der Knoten, an den beiden Enden Bäuche. Mit zwei Spiralen erhält man also eine, mit vieren zwei Wellenlängen.

Benutzt man elastischen Messingdraht von z. B. 0,6 mm Dicke und Windungen von etwa 5 cm Durchmesser, stellt die Spule auf etwa 16 cm lange Drahtbeine und lackiert sie rot an, während das als Eisenkern dienende Gasrohr mit weissem Lack angestrichen oder Papier beklebt wird, so bekommt man einen hübschen Vorlesungsversuch, der akustische oder funkentelegraphische Erklärung erleichtert.

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

Demonstrationsapparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Von E. Grimsehl.

Die experimentelle Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents gehört zu den wichtigsten Vorlesungsversuchen aus der Experimentalphysik. Der im folgenden beschriebene Apparat, der nach den Angaben des Verfassers von der Firma A. Krüss, Hamburg, gebaut ist, gestattet, die Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents mit einem hinreichenden Grade der Genauigkeit innerhalb weniger Minuten auszuführen. Die Einfachheit der Versuchsanordnung ist ein besonderer Vorzug des Apparates.

Fig. 1 zeigt den ganzen Apparat, an dem Experimentiertisch festgeschraubt, Fig. 2 zeigt den kalorimetrischen Teil desselben in besonderer Zeichnung.

Der Apparat besteht aus einem festen schmiedeeisernen Gestell, das mittels zweier kräftiger Schrauben an der Platte des Tisches festgeschraubt wird. Das Gestell enthält die beiden Lager für die Achse einer starken Holzwelle, auf der eine starke Hanfschnur aufgewunden werden kann. Das in der Figur linke Ende der Achse ist mit einem Vierkant versehen, auf den eine Kurbel aufgesteckt ist. Die linke Seite des Gestelles hat ausserdem eine Bohrung, in die ein konischer Eisenstift so hin-

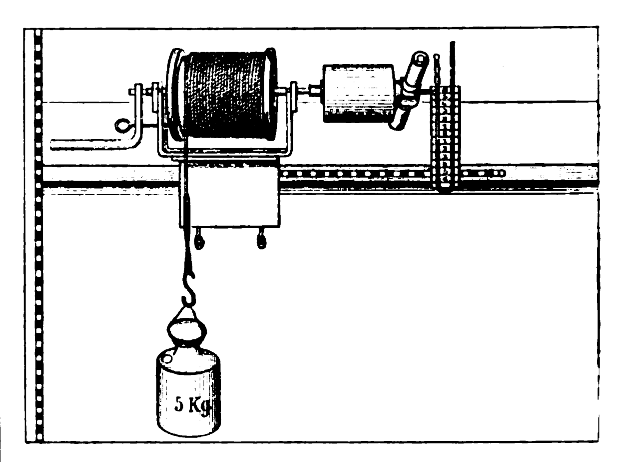


Fig. 1.

eingesteckt werden kann, dass die Kurbel sich dagegen legt und nun am Drehen verhindert wird. Auf das rechte Ende der Achse ist eine Holzbuchse befestigt, die von der rechten Seite aus konisch ausgebohrt ist und zwar so, dass ein hohler Kupferkonus gerade hineinpasst. Der Kupferkonus ist in Fig. 2 besonders abgebildet.

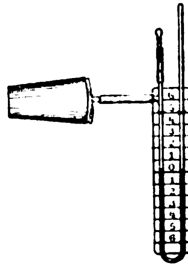


Fig. 2.

Es ist ein allseitig geschlossener, aus dünnem Kupferblech gearbeiteter Hohlkonus, in dessen Inneres von der breiten, also vorderen Grundfläche aus ein Kupferrohr führt, an welches ein offenes Manometer mittels Gummischlauchverbindung angeschlossen ist. Der kürzere Schenkel des Manometers kann durch ein Ende Gummischlauch mit eingesetztem Glasstift geöffnet und geschlossen werden. Der kupferne Hohlkonus mit dem daran gesetzten Manometer ist gewissermassen ein vereinfachtes Luftthermometer, an dem die durch die Reibung des Konus in der Bohrung der Holzbuchse erzeugte Wärme bestimmt werden kann, nachdem man den thermometrischen Skalenwert des Manometers und den kalorischen Wasserwert des Kupferkonus durch Vorversuche ein für allemal bestimmt hat.

Bei dem dieser Beschreibung zu Grunde liegenden Apparate entsprach einer Steigung der Manometerflüssigkeit um 1 mm die Temperaturerhöhung um 0,05° C., der Wasserwert des Kupferkonus betrug 4,08 g.

Zur Ausführung der Bestimmung des mecha-

nischen Wärmeäquivalents windet man ein an die Hanfschnur gehängtes Gewicht von beispielsweise 5 kg durch Drehen der Kurbel bis zur Tischhöhe auf, setzt den Haltestift links ein, setzt darauf den Kupferkonus mit Manometer in die Bohrung und drückt den Konus mit einer besonderen hölzernen Haltevorrichtung mit beiden Händen in die Bohrung. Nachdem man durch Lüften des Glasstäbchens im Manometer daselbst ungefähre Niveaugleichheit an beiden Schenkeln erzeugt hat, lässt man durch einen Gehilfen den Haltestift links herausziehen. Das Gewichtsstück fällt herunter und setzt dadurch Welle und Holzbuchse in Drehung. Die Drehung wird durch angemessenen Druck des Konus in die Bohrung so gebremst, dass das Gewichtstück bis zur Fussbodenhöhe herabsinkt, jedoch hier fast ohne lebendige Kraft ankommt. Man liest nun rasch den Stand des Manometers ab. Aus dem Produkt von Gewicht und Fallhöhe ergiebt sich die mechanische Energie, aus dem Steigen des Manometers, dem Skalenwerte desselben und dem Wasserwert des Kupferkonus folgt die Grösse der erzeugten Wärmeenergie.

Bei einem von vielen Versuchen ergab sich beim Fallen des 5 kg Gewichtstückes aus 70 cm Höhe die mechanische Energie zu 3,5 mkg. Die Steighöhe des Manometers betrug hierbei 38 mm, das bedeutet eine Temperaturerhöhung um $38 \cdot 0{,}05 = 1{,}9^0$ C. Da der Wasserwert des Kupferkonus 4,08 g betrug, ergiebt sich die entwickelte Wärmemenge zu $4{,}08 \cdot 1{,}9 = 7{,}75$ Grammkalorien oder 0,00775 Kilokalorien. Hieraus folgt für das mechanische Wärmeäquivalent der Wert $\frac{3{,}5}{0{,}00775} = 451$, also ist 1 Kal. = 451 mkg.

Dass der erhaltene Wert etwas zu gross ist, ist natürlich darin begründet, dass unvermeidlich ein Bruchteil der Energie verloren geht. Dieser Bruchteil ist aber deshalb so gering, weil der Versuch nur einen kleinen Bruchteil einer Minute Zeit in Anspruch nimmt.

Will man eine grössere Fallhöhe verwenden, so kann man die Hanfschnur über eine an einem starken Deckenhaken befestigte Rolle führen. Man hat dann eine Fallhöhe von fast 4 m zur Verfügung. Dabei ist aber der Reibungsfaktor der Rolle in Rechnung zu ziehen.[1])

Die Einfachheit der Versuchsanordnung gestattet eine mehrfache Wiederholung der Versuche mit verschiedenen Gewichten und verschiedenen Fallhöhen innerhalb kurzer Zeit.

1) Siehe des Verfassers Aufsatz über: „Die Kraftübertragung durch den Flaschenzug unter Berücksichtigung der Reibung" in Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht **16**, 65.

Hamburg, Phys. Kabinett der Oberrealschule a. d. Uhlenhorst.

(Eingegangen 11. Juli 1903.)

Zur Theorie des kritischen Zustandes.

Von J. Traube.

Vor kurzem[1]) hat P. Eversheim an dieser Stelle eine Mitteilung gebracht über Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Lösungen und Lösungsmittel im kritischen Zustande, die so sehr mit den Ansichten im Einklang steht, welche ich im letzten Jahre[2]) über den kritischen Zustand veröffentlichte, dass es mir gestattet sein möge, hier eine kurze Weiterentwickelung jener an die Arbeiten von de Heen, Galitzine, Battelli u. a. sich anlehnenden Theorie des kritischen Zustandes mitzuteilen.

Meine Hypothese geht von der Annahme aus, dass die Atome kompressibel seien. Diese Annahme ist nicht hypothetisch, sondern u. a. durch Thatsachen gerechtfertigt, welche sich in meinen früheren Volumarbeiten[3]) ergaben. Danach ist das Atomvolumen eines Elementes in seinen verschiedenen Verbindungen keine Konstante, sondern es ändert sich von Stoff zu Stoff, und ist um so kleiner, je grösser die Anziehung zu den benachbarten Atomen ist. Zu ganz demselben Satze ist vor kurzem Th. W. Richards[4]) gelangt. Der Affinitätsdruck verkleinert daher die elastischen Atome. Dass der äussere Kompressionsdruck ebenso wirkt, habe ich in einer Arbeit über die Anwendung der Zustandsgleichung von van der Waals auf den festen Zustand[5]) kürzlich nachgewiesen. Danach ist es natürlich, dass der für die meisten Flüssigkeiten unter gewöhnlichen Umständen ca. 1000 Atm. betragende innere Druck gleichfalls die Atome komprimiert. Wenn daher bei der Verdampfung einer Flüssigkeit dieser innere Druck plötzlich von 1000 auf 0 Atm. sinkt, so müssen die komprimierten Atome eine diskontinuierliche Ausdehnung erfahren. Bei der gewöhnlichen Verdampfung wird daher nicht nur das Kovolumen, sondern auch das Eigenvolumen der Moleküle vergrössert. Dies ist der Kern meiner Hypothese.

Ein Gason ist räumlich grösser und zwar wesentlich grösser als ein Fluidon. Ein Fluidon muss, um in den vollkommenen Gaszustand überzugehen, erst unter Volum- und Druckvergrösserung sich in ein Gason verwandeln. Damit ist das 3. Volumen, der mittlere Teil der Isothermen von J. Thomson, verwirklicht.

Im Sinne von van der Waals' Zustands-

1) P. Eversheim, diese Zeitschr. **4**, 503, 1903.
2) J. Traube, Ann. d. Phys. (4), **8**, 267, 1902.
3) J. Traube, Ann. d. Phys. (4), **5**, 550, 1901.
4) Th. W. Richards, Zeitschr. Phys. Chem. **40**, 169 u. 597, 1902.
5) J. Traube, Zeitschr. Anorgan. Chem. **34**, 424, 1903.

gleichung besagt meine Hypothese, dass es zwei b-Werte giebt: ein b für den Gas- und ein b für den Flüssigkeitszustand. Diese Hypothese ist nicht hypothetischer, als van der Waals' Zustandsgleichung überhaupt, denn, wie ich[1]) bereits gezeigt habe, und neuerdings auch Guye u. Friderichs[2]) zeigten, findet man wesentlich grössere (nach Guye und Friderichs 4,7 mal so grosse) b-Werte, wenn man b nach van der Waals' Gleichung aus dem Verhalten der Gase berechnet, als wenn man b aus dem Verhalten der Flüssigkeiten für dieselbe Temperatur feststellt.

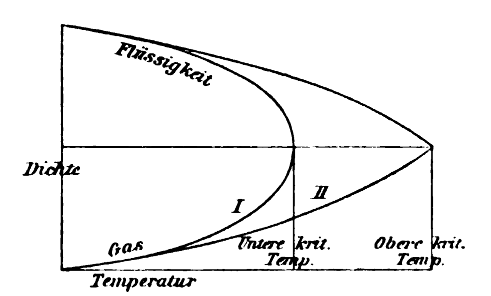
Es ist bemerkenswert, dass van der Waals selbst in einer Arbeit über die Zustandsgleichung und die Theorie der cyklischen Bewegungen[3]) rechnerisch zu einem ganz analogen Ergebnis gelangte, wonach die Grösse b nicht eine Funktion der Temperatur, sondern des inneren Druckes $\frac{a}{v^2}$ sei. Van der Waals hat sich aber mit dieser Auffassung anscheinend nicht befreunden können.

Was nun die kritischen Erscheinungen betrifft, so hat Herr Teichner in meinem Laboratorium in neuerer Zeit Versuche ausgeführt, welche in so einwandsfreier Weise die Arbeiten von de Heen und Galitzine bestätigen, das Andrews Theorie nicht mehr aufrecht zu erhalten ist.

Teichner stellte kleine Glaskügelchen her von verschiedener Dichte. Die Dichten wurden in der Weise bestimmt, dass die Temperatur festgestellt wurde, bei welcher dieselben in Äthyläther gerade schwebten. Die Dichten des Äthers bei verschiedenen Temperaturen sind sehr genau bekannt. Eine Dichteskala von 10—20 Glaskügelchen wurde nun in ein Rohr eingeschlossen, welches luftfrei mit reinstem Chlorkohlenstoff gefüllt war. Die Erhitzung erfolgte in einem Paraffinrohre, welches von einem Dampfmantel von Diphenylamin umgeben war, das unter verändertem Drucke siedete. Der angewandte Thermostat bewährte sich vortrefflich. Die Kügelchen hielten sich noch 10 und mehr Grad oberhalb der kritischen Temperatur in den verschiedensten Höhen entsprechend ihrer Dichte und derjenigen des Rohrinhalts lange Zeit schwebend. Bei konstanter Temperatur und konstantem Drucke wurden Dichteunterschiede von mindestens 50 Proz. festgestellt. Es herrschte völliges Druckgleichgewicht, wie bei zwei übereinander geschichteten Gasen. Bei Anwendung eines elektromagnetischen Rührers erfolgte ein Ausgleich der Dichteunterschiede. Die weitaus grössten Dichteunterschiede fanden sich da, wo der Meniskus verschwunden war. Auch in verschiedenen Höhen der Flüssigkeit wurden bereits unterhalb der kritischen Temperatur Dichteunterschiede festgestellt.

Die Ergebnisse dieser Versuche von Teichner sind, wie a. O. gezeigt werden soll, völlig einwandsfrei. Temperaturdifferenzen; Unreinheiten der Substanz, die Wirkung der Schwere, kommen hier nicht in Betracht. Es ist nur eine Folgerung möglich; dass bei und oberhalb der kritischen Temperatur zwei verschiedene Materien vorhanden sind, eine gasförmige und eine flüssige, und dass die kritische Temperatur diejenige ist, bei welcher diese beiden Materien in jedem Verhältnisse ineinander löslich werden.

Über die Natur dieser beiden Materien giebt meine unabhängig von den kritischen Erscheinungen entwickelten Hypothese Auskunft. Unterhalb der kritischen Temperatur ist die Löslichkeit der Fluidonen in der Gasphase eine beschränkte (Dämpfe und gesättigte Dämpfe), und ebenso der Gasonen in der Flüssigkeitsphase (homogene Flüssigkeiten.) Das Mengenverhältnis ist durch die Temperatur bestimmt. Gasonen können aus der Flüssigkeit entweichen und ihre Zahl bedingt den Dampfdruck, der Eintritt des Gleichgewichtes bedarf einer gewissen Zeit.[1]) Nebenstehende Figur enthält unter I die bekannten Dichtekurven von Young.



Die Temperatur, bei welcher der Meniskus verschwindet, ist danach die Temperatur, bei welcher die Dichte der Flüssigkeit gleich derjenigen des Gases wird. Es giebt hiernach nur eine kritische Dichte. Indessen hat Young, worauf mich Herr Teichner aufmerksam machte, die Dichte in der Nähe der kritischen Temperatur aus dem relativen Volumen von Dampf und Flüssigkeit bestimmt, nachdem Dampf und Flüssigkeit zur Vermeidung von Verzögerungserscheinungen genügend

1) J. Traube, Ann. d. Phys. (4) **8**, 286, 1902.
2) Ph. A. Guye und L. Friedrich, Arch. Sciences phys. et nat. Genf (4) **13**, 567, 1902.
3) J. D. van der Waals, Zeitschr. Phys. Chem. **38**, 257, 1901.

1) Vgl. hierüber meine frühere Mitteilung.



durchmischt waren. Auf diese Weise hat Young die Dichten der gesättigten Lösungen erhalten und diese Kurven gehen in der That bei der Temperatur, bei welcher der Meniskus verschwindet, ineinander über.

Wenn man aber die Versuchsanordnung so wählt, dass die Vermischung der beiden Materien gehindert wird, so gelangt man voraussichtlich auf Kurve II und zu einem Schnittpunkt, in welchen die Dichten wirklich gleich werden. Diese Kurven sind sehr wahrscheinlich realisierbar und zum Teil von de Heen schon verwirklicht worden. In welcher Beziehung der obere kritische Punkt zu dem absoluten Vergasungspunkt meiner früheren Arbeit steht, möchte ich heute offen lassen. Es ist nicht unmöglich, dass meine Theorie zu mehr als einem charakteristischen Punkte führt, jedenfalls folgt aus den w. u. besprochenen Versuchen Ramsays, dass für verdünnte Gase die von mir vorausgesagte absolute Vergasungstemperatur ihre Bedeutung behält, d. h. eine Temperatur, bei welcher ein Gas nur Gasonen enthält und diese Gasonen ihr Maximalvolumen einnehmen.[1])

Ich habe vorausgesagt, dass die Verdampfungswärme bei der kritischen Temperatur nicht $= 0$ sein könne. Inzwischen hat die Prüfung der bekannten Experimentalarbeit von Mathias den wunden Punkt dieser Arbeit aufgedeckt: das Resultat dieser Arbeit steht und fällt, je nachdem man Gleichheit oder Ungleichheit der Dichte annimmt. Herr Mathias, der verdiente Forscher auf dem kritischen Gebiete, schliesst sich auch im wesentlichen[2]) den Ansichten von de Heen und mir an.

Was nun die schöne Arbeit von Eversheim betrifft, so erkennt jeder leicht den Widerspruch der Ergebnisse mit der Theorie von Andrews und die Übereinstimmung mit den hier entwickelten Anschauungen.

Ob der charakteristische Punkt oberhalb der kritischen Temperatur (vgl. Fig. 1 Eversheim) der absolute Vergasungspunkt ist, wie Eversheim andeutet, oder nicht vielmehr die obere kritische Temperatur mag vorläufig dahingestellt bleiben.

Es ist charakteristisch genug, dass ein derartiger Punkt gefunden wurde. Besonders bemerkenswert ist das Auseinandergehen der Kurven a und b in Fig. 1—4 zum Teil weit unterhalb der kritischen Temperatur. Die Kurven a entsprechen der infolge des Schüttelns gesättigten Lösung der Flüssigkeit mit Gasonen, während für b diese Sättigung nicht erreicht wurde. Dass Kurve a und b in Fig. 1 und 3 so verschieden verlaufen, hängt offenbar mit der Grösse der Füllung zusammen. Auch a und b in Fig. 1 werden nahezu zusammenfallen oder sich schneiden bei geeigneter Füllung.

In dem letzten Hefte der Zeitschr. Phys. Chem. S. 348, ist nun eine Arbeit von H. Ramsay und B. D. Steele erschienen, deren Ergebnisse gleichfalls in Übereinstimmung mit den hier ausgesprochenen Ansichten stehen.

D. Berthelot hat die Dampfdichten von Gasen wie Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff für geringe Drucke bestimmt, und die Werte, welche $p = 0$ entsprachen, den Molekulargewichten gleichgesetzt. Es zeigte sich, dass unter dieser idealen Bedingung in der That das Gesetz von Avogadro strenge Gültigkeit hatte, ebenso angenähert das Gesetz von Boyle, insofern, wenn die Drucke p als Abszissen die Werte $\frac{pv}{T}$ als Ordinaten aufgetragen wurden, die Kurven den Abszissenachsen annähernd parallel waren.

Ramsay und Steele wandten nun dasselbe Verfahren an für Dämpfe von Äthyläther, Benzol etc., indem sie für Temperaturen von 100 bis 130° die Dampfdichten bis zu Drucken von 40 mm feststellten.

Die aufs peinlichste durchgeführten Bestimmungen führten zu dem überraschenden Ergebnis, dass selbst unter der idealen Bedingung $p = 0$ der Satz von Avogadro nicht genau galt, dass die Kurven der Abszissenachse keineswegs parallel waren, sondern dass die Werte $\frac{dpv}{dp}$ für einen bestimmten Dampf bei konstanter Temperatur zunahmen mit wachsendem Druck und abnahmen mit wachsender Temperatur.

Dieses verschiedene Verhalten von Gasen und Dämpfen bei kleinsten Drucken ist nach Ramsay und Steele erklärlich, wenn man für den flüssigen und gasförmigen Zustand eine verschiedene Materie annimmt und ferner annimmt, dass unterhalb einer bestimmten Temperatur den Gasen Flüssigkeitsteilchen beigemengt seien. Die Art der Verschiedenheit der Materie zu ergründen, gelingt den Verf. nicht. Verschiedene Hypothesen versagen.

Nach meiner Hypothese werden die Ergebnisse der Arbeit von Ramsay und Steele leicht verständlich. Die Temperatur, bei welcher die Kurve der $\frac{pv}{T}$ Werte der p-Achse parallel wird, ist die absolute Vergasungstemperatur. Bei den von Berthelot untersuchten Gasen ist diese Temperatur überschritten. Eine Druckerhöhung

1) Die Annahme, dass in Flüssigkeiten Gasonen löslich sind, scheint mir infolge der Beobachtungen von Gouy etc. geboten, ebenso notwendig erscheint mir die Annahme, dass in Gasen unterhalb des absoluten Vergasungspunktes die Gasonen oder ein Teil derselben noch nicht ihr Maximalvolumen erreicht haben; vielleicht ist aber ihr Volumen stets grösser als dasjenige der Fluidonen, sodass die Annahme einer Lösung von Fluidonen in der Gasphase entbehrlich erscheint.

2) E. Mathias, Journ. d. Phys. **2**, 172, 1903; vgl. auch daselbst S. 210.

bewirkt hier nur eine Verminderung des Kovolumens — gemäss dem verbesserten Gesetze von Boyle. Bei niedrigeren Temperaturen komprimiert der Druck nicht nur das Kovolumen, sondern es wird auch das Eigenvolumen vermindert entsprechend der Kompression der Gasonen. Die Frage, ob die Gasonen sich hierbei zum Teil in Fluidonen verwandeln oder ihr Volumen nur verkleinern, mag hierbei offen gelassen werden. Die Werte $\frac{dvp}{dp}$ müssen daher zunehmen mit wachsendem Drucke und abnehmender Temperatur. Es muss ferner der Wert $\frac{dvp}{dp}$ beim Vergleich verschiedener Stoffe im allgemeinen um so grösser sein, je grösser das Molekularvolumen und die Kompressibilität der Stoffe in flüssigem Zustande ist. Auch diese Forderung der Theorie bestätigt sich. Es sei darauf hingewiesen, dass Ramsay[1]) der erste war, welcher Versuche anstellte, die mit der Theorie von Andrews nicht im Einklang standen. Später[2]) hatte alsdann Ramsay seine Folgerungen zurückgezogen, und um so bemerkenswerter ist der abermalige Umschwung der Ansichten des berühmten englischen Gelehrten.

1) W. Ramsay, Proc. Roy. Soc. **30**, 323, 1880; **31**, 194, 1880/81.
2) W. Ramsay und S. Young, Phil. Mag. (5) **37**, 215, 1894.

Charlottenburg, Techn. Hochschule.

(Eingegangen 16. Juli 1903.)

Mehrfarbige Lösungen.

Von J. Precht.

Stellt man die Absorption einer farbigen Lösung als Funktion der Schichtdicke dar, zum Beispiel, indem man die durchgehende Lichtintensität als Ordinate, die Schichtdicke als Abszisse wählt, so erhält man Kurven, die sich für verschiedene Wellenlängen wegen der ungleichen Grösse des Absorptionskoeffizienten im allgemeinen an einer bestimmten Schichtdicke schneiden. Sehr häufig ist der Fall, dass farbige Lösungen zwei begrenzte Spektralbezirke durchlassen. Dann bezeichnet der Schnittpunkt diejenige Schichtdicke, von der aus bei wachsender Dicke wesentlich der eine, bei abnehmender wesentlich der andere Spektralbezirk vorherrscht. So ist es besonders von Chlorophylllösung eine bekannte Erscheinung, dass sie in dünner Schicht grün, in dicker rot aussieht.

Da für verschiedene Lichtquellen die relative Intensität von Licht verschiedener Wellenlänge nach den Untersuchungen von E. Koettgen[1]) sehr verschieden ist, so gelingt es bei farbigen Lösungen der angeführten Art sehr leicht, eine Konzentration und Schichtdicke zu finden, bei der die Lösung an der einen Lichtquelle betrachtet grün, bei der anderen dagegen rot aussieht.

1) E. Koettgen, Wied. Ann. **53**, 793, 1894.

Herr Pflüger[1]) lenkt die Aufmerksamkeit auf einen besonders hübschen Fall einer solchen zweifarbigen Lösung, eine Mischung von Cyanin und Nitrosodimethylanilin.

Ich möchte darauf hinweisen, dass es eine grosse Zahl zum Teil sehr leicht zugänglicher Körper von ähnlichen Eigenschaften giebt. Ausser Chlorophylllösung benutzte ich für Vorlesungszwecke eine Mischung von Methylviolett und Papageigrün. Bei Herrn Miethe sah ich zum gleichen Zweck eine Mischung von Methylenblau und Tartrazin. Brillantgrün mit Naphtolgelb in Kanadabalsam hat, wie auch Herr Pflüger angiebt, Wood benutzt. Wässerige Lösungen von Brillantgrün und Tartrazin zeigen bei geeigneten Mischungsverhältnissen dasselbe. Ausser diesen Mischungen giebt es auch einheitliche Farbstoffe gleicher Art, wie zum Beispiel Diamantgrün. Alle bisher genannten Körper stimmen darin überein, dass sie bei bestimmter Schichtdicke grün, bei grösserer rot durchsichtig sind. Bei allen lässt sich eine Schichtdicke finden, für welche dieselbe Lösung bei Tageslicht grün, bei Glühlicht oder ähnlich zusammengesetzten Lichtquellen rot aussieht. Der Übergang von Grün nach Rot kann, wenn die durchgelassenen Spektralbezirke annähernd komplementär sind, durch Weiss erfolgen, wie beim Chlorophyll. Es kommt aber auch grauschwarzer Übergang vor, wie beim Diamantgrün.

Ein alkoholischer Auszug von Blutbuchenblättern (fluoresziert bläulich) ist bei Glühlicht in dünnen Schichten gelb, in dicken tiefrot. Setzt man sehr wenig Brillantgrün hinzu, so ist die Lösung bei Tage grünblau, bei Glühlicht tiefrot. Rhodulinviolett mit wenig Diaminblau (0,15 Proz.) sieht bei Tage tiefblau, bei Glühlicht rotviolett aus. Eine blaustichige Sorte Methylviolett ist in passender Konzentration bei Tageslicht blau, bei Glühlicht rot. Schichtet man Wasser über eine 0,15 prozentige Lösung von Diaminblau, so hat die obere verdünnte Lösung bei Glühlicht eine rein blaue, die konzentrirte rein rote Färbung.

Interessant sind einige Fälle, in denen mehrere Schnittpunkte der Absorptionskurven zur Beobachtung gelangen. Die betreffende Lösung hat dann mehr als zwei Farben. So ist eine Mischung von Äthylrot mit wenig Brillantgrün bei Tageslicht mit wachsender Schichtdicke nacheinander violett, tiefblau und rot, bei Glühlicht violett, purpur, rot.

Am auffälligsten erhielt ich mehrfache Farben

1) A. Pflüger, diese Ztschr. **4**, 520, 1903.

mit einer wässerigen Lösung von Brillant-Säuregrün 6 *B*. Bei einem Farbstoffgehalt von 0,125 bis 0,25 Prozent erscheint eine solche Lösung mit wachsender Schichtdicke bei Glühlicht nacheinander grün, blaugrün, blau, dunkelblau, violett, purpur, rot. Das Absorptionsspektrum zeigt in sehr dünnen Schichten nur einen Streifen im Rot, von 650 bis 720; die Durchsichtsfarbe der Lösung ist dann das komplementäre Grün. Mit steigender Konzentration verbreitert sich der Absorptionsstreifen einseitig über Orange und Gelb bis etwa 550; das Violett wird absorbiert von 412 nach kleineren Wellenlängen. In diesem Stadium ist die Durchsichtsfarbe blaugrün. Bei grösserer Schichtdicke wächst die Rotgelbabsorption nach Grün bis 500 und Blauviolett wird absorbiert von 470 ab. Die Grenze gegen das rote Ende bleibt dauernd zwischen 720 und 730. Durchsichtsfarbe tiefblau. Allmählich schreitet nun der Absorptionsstreifen im Grün fort bis 490, während die Absorption des Blau einen scharfen Grenzwert bei 475 erreicht. Alles durchgehende Licht besteht daher aus einem schmalen Streifen Blaugrün zu beiden Seiten von *F* und dem Rot jenseits 720 bis 730. Die Mischung ergiebt Purpur. Bei einer 0,25 prozentigen Lösung entspricht diese Farbe einer Schichtdicke von 30 mm. Endlich schreitet die Absorption von Grün gegen Blau über *F* hinaus so weit fort, dass gar kein grünblaues Licht mehr hindurchgeht. So lässt eine Lösung mit 0,125 Prozent Farbstoff in einer Schichtdicke von 115 mm nur noch rotes Licht von grösserer Wellenlänge als 730 hindurch.

Mehrfarbige Lösungen geben anregende Beispiele zur Veranschaulichung der Farbenmischung nach dem Farbendreieck.

Hannover, Physik. Institut d. Techn. Hochschule. 19. Juli 1903.

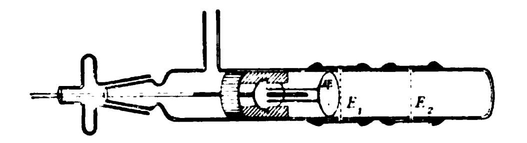
(Eingegangen 20. Juli 1903)

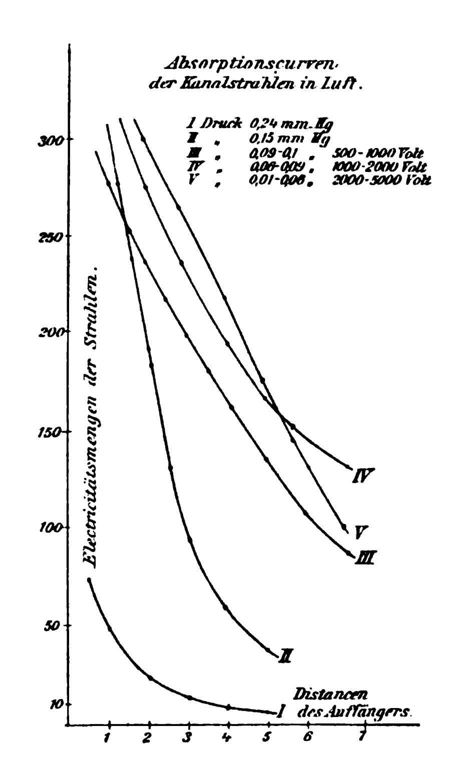
Bestimmung des Verhältnisses der von den Kathoden- und Kanalstrahlen transportierten Elektrizitätsmengen zur erzeugenden Stromstärke.

(Auszug.)

Von F. Leininger.

Bei den bisherigen Untersuchungen über Kathoden- und Kanalstrahlen wurde eigentlich wenig in Betracht gezogen, in welchem Verhältnisse die Elektrizitätsmenge dieser Strahlen zum erzeugenden Strom steht und woher diese Elektrizitätsmenge der Strahlen stammt. Angeregt durch eine in diesem Sinne von der Würzburger philosophischen Fakultät gestellten Preisfrage habe ich mich eingehender mit diesen Fragen befasst.

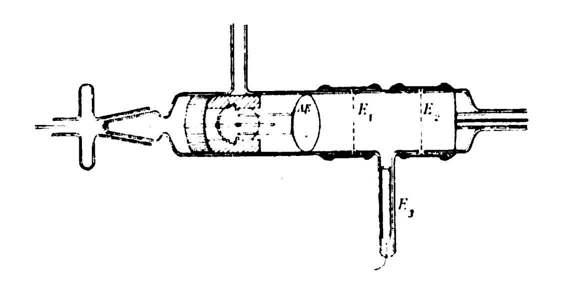


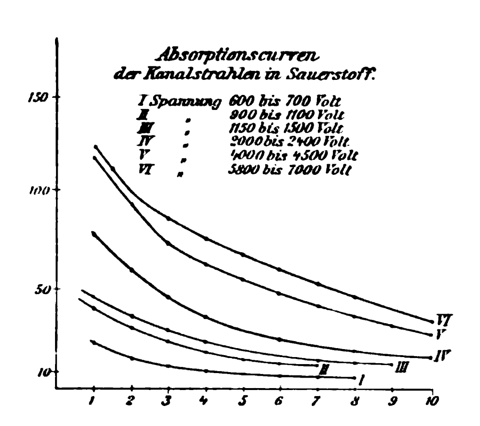


Zunächst wurde das Verhältnis der Elektrizitätsmenge der Kathoden- und Kanalstrahlen zum erzeugenden Strom durch direkte möglichst gleichzeitige Messungen dieser beiden Grössen bei verschiedenen Drucken bestimmt. Bei der Frage der Anordnung war ich zuerst im Zweifel, ob der Strom vor und hinter der Entladungsröhre der gleiche sei, d. h. ob der Strom durch Absonderung der Strahlen einen Verlust erleidet oder nicht. Um mir hierüber Aufklärung zu verschaffen, schickte ich den Strom in Differentialschaltung durch die Spulen eines Wiedemannschen Spiegelgalvanometers. War der Strom vor und hinter der Röhre derselbe, so durfte ich keinen Ausschlag bekommen.

Die Versuche ergaben, dass ich

1. keinen Ausschlag erhielt, wenn die Auf-





fangselektrode der Strahlen mit der benachbarten Netzelektrode verbunden war und

2. einen Ausschlag erhielt, wenn die Auffangselektrode zur Erde abgeleitet wurde.

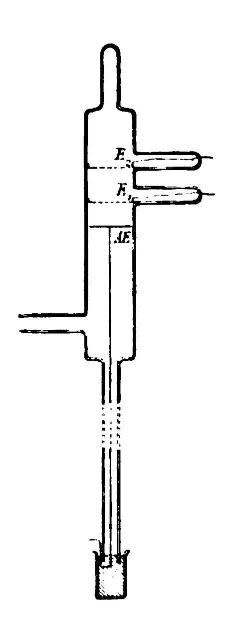
Dieses Resultat erklärte ich mir nun auf folgende Weise: Der Strom liefert die Elektrizität für die Kathoden- und Kanalstrahlen und der Teil des Stromes, der für die auf die Auffangselektrode fallenden Strahlen verwendet wird, geht demselben verloren, wenn dieser Auffänger der Strahlen zur Erde abgeleitet wurde. Die Stromverminderung musste also der entsprechenden abgeleiteten Menge Kathoden- oder Kanalstrahlen proportional sein. Diese Überlegung wurde durch die Versuche bestätigt und lieferte mir eine 2., allerdings sehr difficile Methode zur Bestimmung des Verhältnisses der Strahlen zum Strome.

Die Entladungsgefässe hatten im Prinzip folgende Einrichtung. Die Elektroden für den Strom bestanden aus je einem gut federnden Messingring, der sich an die Glaswand der Röhre fest anlegte und auf den ein Netz aufgelötet war. Die Zuleitungen waren eingeschmolzen. Für die Netzelektroden wurden zwei Arten von Netzen verwendet, ein dünnmaschiges, dessen Drähte 64,7 Proz. der gesamten Fläche verdeckten und ein weitmaschigeres, dessen Drähte 48,4 Proz. der Fläche verdeckten. Die Auffangselektrode bestand aus einer knapp in die Röhre passenden Aluminiumscheibe, deren Abstand durch eine Schraube und Schliffe oder durch ein Barometerrohr hindurch variiert werden konnte. Als Stromerzeuger wurde eine Whimshurstsche Influenzmaschine benutzt, die durch einen Motor betrieben wurde. Sie lieferte einen Strom von ca. $2,14 \cdot 10^{-5}$ Amp. im Durchschnitt. Die Spannung wurde mittels eines Thomsonschen statischen Elektrometers von Siemens & Halske gemessen. (Spannungen bis zu 15000 Volt.) Die Elektrizitätsmenge der Strahlen wurde mit einem Kohlrauschschen Galvanometer (Empfindlichkeit $8,7 \cdot 10^{-9}$ Amp.) und später mit einem Deprezgalvanometer von Siemens & Halske Berlin (Empfindlichkeit $5,1 \cdot 10^{-10}$ Amp.) gemessen. Diejenige des Stromes wurde mit einem Wiedemannschen Spiegelgalvanometer (Empfindlichkeit $3,2 \cdot 10^{-7}$ Amp.) und später mit einem Deprezgalvanometer von Hartmann und Braun in Frankfurt a. M. gemessen. Die Galvanometer waren so aufgestellt, dass man die Ablesungen möglichst gleichzeitig machen konnte.

Die II. Methode, das Verhältnis der Strahlen zum Strome zu bestimmen, war folgende: der Strom wurde durch die vordere Spule des Galvanometers (dessen Spulen übrigens in Bezug auf Widerstand gleich gemacht waren), durch die Röhre und dann durch die hintere Spule geschickt. Den hierbei erhaltenen Ausschlag α durfte ich der Differenz des Stromes in vorderer und hinterer Spule gleichsetzen. Ich erhalte so die Gleichung:

$$\alpha = C \cdot (\mathfrak{J} - \mathfrak{J}'),$$

wobei $\mathfrak{J}$ den Hauptstrom und $\mathfrak{J}'$ den durch den Verlust der Strahlen geschwächten Hauptstrom bedeutet. Schalte ich nun die hintere



Spule ganz aus, so erhalte ich einen Ausschlag α, der proportional dem Hauptstrom ist, und damit als II. Gleichung:

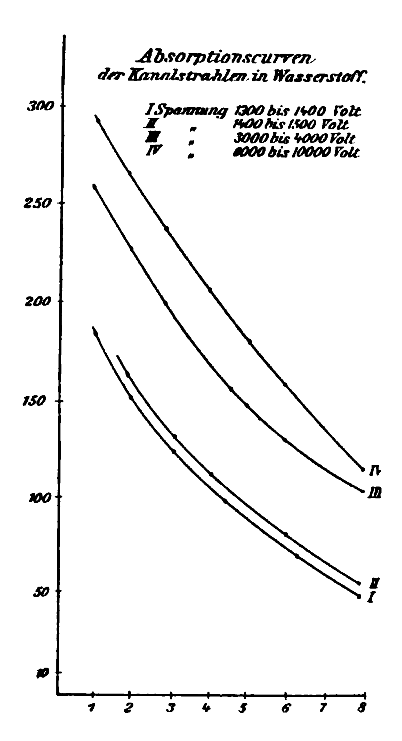
$$\mathfrak{G} = C \cdot \mathfrak{J}.$$

Durch Division

$$\frac{\alpha}{\alpha'} = \frac{\mathfrak{J} - \mathfrak{J}'}{\mathfrak{J}}$$

erhalte ich direkt das Verhältnis der Kathoden- oder Kanalstrahlen zur erzeugenden Stromstärke.

In folgender Tabelle seien einige Resultate angeführt, wie sie auf die I. Methode durch direkte Messung der Elektrizität der Strahlen und des Stromes und wie sie durch die II. Methode erhalten werden, nebeneinander angeführt.



Diese Resultate sind noch insofern einer Korrektion bedürftig, als nur ein Teil der Strahlen beobachtet und gemessen werde, nämlich nur der vom Netz hindurch gelassene Teil. Es wurde angenommen, dass die Absorption des Netzes direkt proportional der Enge der Netzmaschen ist. Dann würde Netz I. Art nur 35,3 Proz. durchlassen, Netz II. Art 51,6 Proz. durchlassen.

Ferner wäre auch die Reflexion der Strahlen am Auffänger (Aluminiumscheibe) zu berücksichtigen. Die Reflexion der Kathodenstrahlen beträgt nach H. Starke (Wied. Ann. **3**, 93, 1900) bei senkrechter Incidenz 28 Proz. In den folgenden Tabellen sind die erhaltenen Werte mit und ohne Korrektionen angeführt, wobei nur Röhren mit Netz I. Art benutzt werden.

Vergleicht man die Resultate der beiden Methoden, so findet man eine recht gute Übereinstimmung. Dies dürfte wohl ein richtiger Grund sein für die Wahrscheinlichkeit der Hypothese, dass die Kathoden- und Kanalstrahlen ihre Elektrizität vom Strome erhalten, d. h. dass dieser hierdurch einen Verlust erleidet.

Einen nicht unwesentlichen Einfluss auf die Resultate übt die Absorption der Strahlen im Gasraum aus. Leider konnte kein bestimmtes Gesetz aufgestellt werden; jedoch konnte ich durch Kurven den Verlauf der Absorption darstellen. Die betreffenden Versuche wurden in verdünnter Luft, reinem Wasserstoff und Sauerstoff ausgeführt. Zur Entwickelung der reinen Gase wurde die von Herrn Professor W. Wien angewandte Vorrichtung (Ann. d. Phys. **5**, 423, 1901; **8**, 256, 1902) getroffen. Die Versuche wurden damit ausgeführt, dass die Auffangselektrode AE in verschiedene Entfernungen von der benachbarten Netzelektrode gebracht und bei möglichst gleichen Drucken die Werte für die Strahlen beobachtet wurden. Um die Kurven zu erhalten, wurden die Werte für die Elektrizitätsmenge der Strahlen

Tabelle I.

Kathodenstrahlen.

Druck	Spannung Volt	Verhältn. $\frac{\text{Kathodenstr.}}{\text{Strom}}$ I. Methode	Verhältnis $\frac{\text{Strahlen}}{\text{Strom}}$ II. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert I. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert II. Methode
0,065 mm	1400	9,51 Proz. bis 9,64 Proz.	9,63 Proz.	36,9 Proz. b. 37,4 Proz.	37,4 Proz.
0,06 "	2000	12 Proz. bis 12,48 Proz.	11,92 Proz. b. 12,62 Proz.	46,6 Proz. b. 48,5 Proz.	46,3 Proz. b. 49 Proz.
0,05 "	2200	12,75 Proz. b. 12,85 Proz.	12,75 Proz. b. 12,92 Proz.	49,5 Proz. b. 49,9 Proz.	49,5 Proz. b. 50,2 Proz.
0,03 "	3000–3400	13,42 Proz. b. 14,58 Proz.	13,92 Proz. b. 14,47 Proz.	52,9 Proz. b. 56,6 Proz.	54,1 Proz. b. 55 Proz.
0,02 "	5000	14,45 Proz.	15,6 Proz.	60 Proz.	58,5 Proz. b. 61 Proz.
0,01 "	6000	16 Proz. bis 16,31 Proz.	16,36 Proz. b. 16,66 Proz.	62,2 Proz. b. 63,4 Proz.	62 Proz. b. 64,7 Proz.

Tabelle II.

Kanalstrahlen.

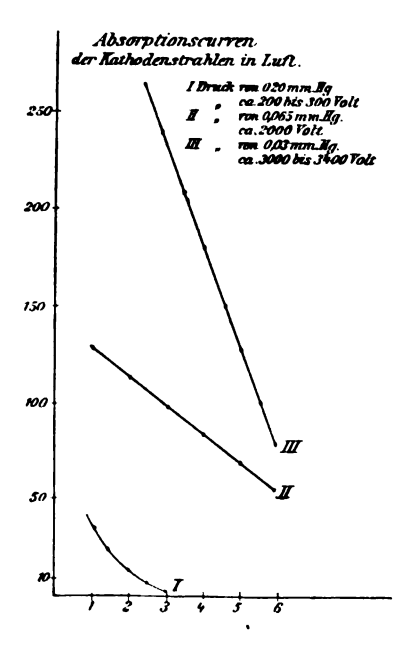
Die Reflexion dieser Strahlen konnte bei der Korrektion nicht berücksichtigt werden, da hierüber leider keine Beobachtungen existieren.

Druck	Spannung in Volt	Verhältn. $\frac{\text{Kanalstrahlen}}{\text{Strom}}$ I. Methode	Verhältnis $\frac{\text{Strahlen}}{\text{Strom}}$ II. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert I. Methode	Verhältn. $\frac{\text{K.}}{\text{Str.}}$ korrigiert II. Methode
0,06 mm	1800–2000	7,36 Proz. bis 8,3 Proz.	7,34 Proz. b. 8,25 Proz.	20,8 Proz. b. 23,4 Proz.	19,8 Proz. b. 23,1 Proz.
0,04 "	2600	8,45 Proz. bis 8,8 Proz.	8,57 Proz. bis 9,9 Proz.	23,6 Proz. b. 24,7 Proz.	24 Proz. bis 27,7 Proz.
0,03 "	3000	9,45 Proz. b. 10,1 Proz.	9,45 Proz. b. 9,98 Proz.	25,7 Proz. b. 28,2 Proz.	26,4 Proz. b. 27,9 Proz.
	3200–3400	10,06 Proz. b. 10,8 Proz.	10,2 Proz. b. 10,4 Proz.	28,1 Proz. b. 30,2 Proz.	28,5 Proz. b. 29,5 Proz.
0,02 "	5200	12,28 Proz. b. 12,56 Proz.	12,27 Proz. b. 12,72 Proz.	34,3 Proz. b. 35,1 Proz.	34,3 Proz. b. 35,6 Proz.

als Ordinaten eingetragen, während die Entfernungen der Auffangselektrode als Abszissen dargestellt wurden.

Aus den Kurven ist zunächst ersichtlich, dass die Kanalstrahlen bedeutend stärker absorbiert werden als die Kathodenstrahlen, zumal man berücksichtigen muss, dass die Kathodenstrahlen eigentlich einen grösseren Weg zu durchlaufen haben, da, wie man heute annimmt (Goldstein, Wied. Ann. 64, 1898) die Kanalstrahlen in der I. Schicht des Kathodenlichtes entstehen, während die Kathodenstrahlen den ganzen Raum zwischen Kathode und Anode zu durchfliegen haben. Bei niederen Drucken nimmt bei beiden Strahlenarten die Absorption ab, jedoch geschieht diese Abnahme bei den Kathodenstrahlen rascher als bei den Kanalstrahlen. Dieser sehr verschiedenen Absorbierbarkeit der Strahlen ist vielleicht auch der Unterschied in den erhaltenen Werten zuzuschreiben. Zumal bei niederen Drucken, wo die Absorption der Kanalstrahlen nicht mehr so in Betracht kommt, nähern sich die Werte für Kanalstrahlen denen der Kathodenstrahlen. Dagegen überwiegen bei höheren Drucken, wo die Absorption der Kathodenstrahlen noch grösser ist, die Werte der Kanalstrahlen über denen der Kathodenstrahlen, da dann der grössere Weg der letzteren mehr von Einfluss ist. Die Absorption der Strahlen in Sauerstoff ist grösser als die in Wasserstoff; doch nimmt auch in Sauerstoff bei niederen Drucken die Absorption stark ab. Sehr gut ersichtlich ist die grosse Regelmässigkeit der Absorptionskurven in reinen Gasen gegenüber denen in verdünnter Luft, deren Zusammensetzung eben ungleichmässig ist.

Um den Einfluss des Netzes zu konstatieren, wurden die Werte des Verhältnisses der Strahlen



zum Strome mit Netzen der II. Art, der weitmaschigen, wiederholt und zwar in verdünnter Luft, Sauerstoff und Wasserstoff.

Der Abstand des Auffängers war bei allen Versuchen 4 cm von der benachbarten Elektrode entfernt. Ein stärkeres Nähern des Auffängers rief im allgemeinen eine Störung der gleichmässigen Entladung hervor.

In folgenden Tabellen sind einige dieser gefundenen Werte angegeben.

Tabelle III.

Kathodenstrahlen in verdünnter Luft.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kathodenstr. zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert	Werte des Verhältn. m. Rücks. auf die Absorpt. des Netzes und auf Reflexion korrigiert
ca. 500	5,8 Proz.	11,34 Proz.	15,76 Proz.
1000	12,2 Proz.	23,5 Proz.	32,7 Proz.
1600	15,5 Proz. bis 16,1 Proz.	31,06 Proz. bis 31,8 Proz.	43,1 Proz. bis 44,2 Proz.
2000	18,3 Proz. bis 18,7 Proz.	35,3 Proz. bis 36,07 Proz.	49,05 Proz. bis 50,1 Proz.
3000—3400	21,2 Proz. bis 21,6 Proz.	40,9 Proz. bis 41,7 Proz.	56,8 Proz. bis 57,9 Proz.
4000	22,1 Proz. bis 23 Proz.	42,6 Proz. bis 44,4 Proz.	59,2 Proz. bis 61,6 Proz.
5000	23,4 Proz. bis 24 Proz.	45,1 Proz. bis 46,3 Proz.	62,7 Proz. bis 64,4 Proz.
6000	29,0 Proz. bis 29,6 Proz.	56 Proz. bis 57,1 Proz.	77,8 Proz. bis 79,3 Proz.

Tabelle IV.

Kanalstrahlen in verdünnter Luft.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kanalstrahlen zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert
ca. 600	9,7 Proz. b. 10,2 Proz.	14,9 Proz. b. 19,7 Proz.
1200	22 Proz. b. 22,8 Proz.	42,4 Proz. b. 44 Proz.
1600	23,2 Proz. b. 24,4 Proz.	44,8 Proz. b. 47 Proz.
2000	24,6 Proz. b. 25,8 Proz.	47,5 Proz. b. 49,8 Proz.
3000	27 Proz. b. 29,5 Proz.	52,1 Proz. b. 56,9 Proz.
4000	28,7 Proz. b. 29,9 Proz.	55,4 Proz. b. 57,7 Proz.
5000	30,7 Proz. b. 31,8 Proz.	59,2 Proz. b. 61,4 Proz.
6000	31,4 Proz. b. 32,6 Proz.	60,6 Proz. b. 62,9 Proz.

Tabelle V.

Kathodenstrahlen in Sauerstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kathodenstr. zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert	Werte des Verhältn. m. Rücks. auf die Absorpt. des Netzes und auf Reflexion korrigiert
600	3,8 Proz.	7,18 Proz.	10,2 Proz.
1000	6,7 Proz.	12,9 Proz.	17,9 Proz.
1500	11,4 Proz.	22 Proz.	30,55 Proz.
2000	17,5 Proz.	33,7 Proz.	46,9 Proz.
3000	26,7 Proz.	51,5 Proz.	71,5 Proz.
4000	29,4 Proz.	56,7 Proz.	78,8 Proz.
5000	31 Proz.	59,8 Proz.	83,1 Proz.
6200	32 Proz.	61,7 Proz.	85,7 Proz.



Tabelle VI.

Kanalstrahlen in Sauerstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kanalstrahlen zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert
600	8,12 Proz.	15,6 Proz.
1000	11,2 Proz.	21,6 Proz.
1500	15,2 Proz.	29,3 Proz.
2000	18,4 Proz.	35,5 Proz.
3000	19,8 Proz.	38,2 Proz.
4000	27 Proz.	52,1 Proz.
5000—5100	28,6 Proz. b. 28,7 Proz.	55,2 Proz. b. 55,4 Proz.
6000	30,1 Proz.	58,1 Proz.

Tabelle VII.

Kathodenstrahlen in Wasserstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kathodenstr. zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert	Werte des Verhältn. m. Rücks. auf die Absorpt. des Netzes und auf Reflexion korrigiert
600	4,5 Proz.	8,7 Proz.	12 Proz.
1000	7,5 Proz.	14,5 Proz.	20,1 Proz.
1500	12,1 Proz.	23,3 Proz.	32,4 Proz.
2000	18,2 Proz. bis 18,8 Proz.	35,1 Proz. bis 36,3 Proz.	48,8 Proz. bis 50,4 Proz.
3000	28,9 Proz.	55,8 Proz.	77,4 Proz.
4000—4100	37 Proz.	71,4 Proz.	99,2 Proz.
5000	39,8 Proz.	76,8 Proz.	106,6 Proz.
6000	40,5 Proz.	78,2 Proz.	108,5 Proz.

Tabelle VIII.

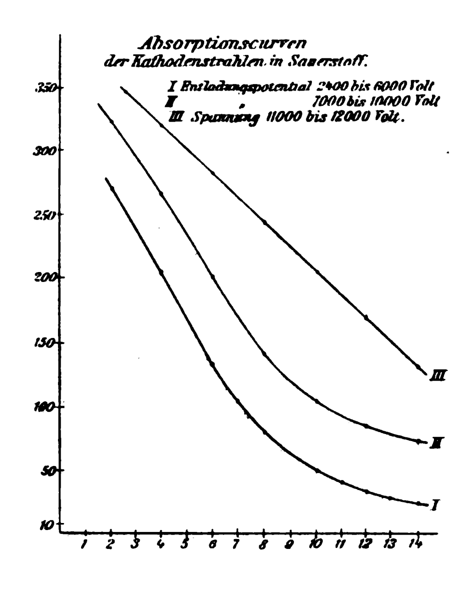
Kanalstrahlen in Wasserstoff.

Spannung in Volt	Verhältnis der Kanalstrahlen zur Stromstärke	Werte des Verhältnisses mit Rücksicht auf die Absorption des Netzes korrigiert
500	12,7 Proz. b. 13,9 Proz.	24,51 Proz. b. 25,26 Proz.
1000	16,8 Proz.	32,4 Proz.
1600	20,6 Proz.	39,7 Proz.
2000	23,7 Proz.	45,7 Proz.
3000	26,8 Proz.	51,7 Proz.
4000	30,3 Proz.	58,4 Proz.
5400	33,1 Proz.	63,8 Proz.
6000	34,3 Proz.	66,2 Proz.

Von 7000—8000 Volt Spannungen an wurde die Entladung unregelmässig, disruptiv, die Influenzmaschine war offenbar nicht mehr imstande, eine gleichmässige Entladung zu liefern.

Vergleichen wir die erhaltenen Werte, so finden wir vor allem eine ziemlich auffallende Absorption der Strahlen, besonders der Kanalstrahlen in Sauerstoff, was sich besonders bei letzteren aus der Konstitution der Teilchen sehr gut erklären lässt. Ferner ist auffallend, dass bei höheren Drucken der Prozentsatz der Kanalstrahlen ein viel grösserer ist, als bei den Kathodenstrahlen, da die letzteren einen grösseren Weg zu durchlaufen haben, und daher bei höheren Drucken ihre Absorption mehr in Betracht kommt.

Betrachtet man ganz allgemein die gefundenen Tabellen, so sind auffallend die unwahrscheinlich grossen Werte des Prozentsatzes der Strahlen, wenn die Korrektionen berücksichtigt sind. Wenn ich auf meine ursprüngliche Annahme zurückgehe, wonach die Kathoden- oder Kanalstrahlen ein Teil des Stromes sind, so durften sie den Wert von 50 Proz. nicht überschreiten. Erklären konnte ich mir diese Resultate nur dadurch, dass die Korrektionskoeffizienten nicht in dem gleichen Masse in Betracht kommen, wie ich es angenommen habe. Es ist doch denkbar, dass der Reflexionskoeffizient der Kathodenstrahlen sich mit der Geschwindigkeit derselben ändert und dass demnach bei meinen

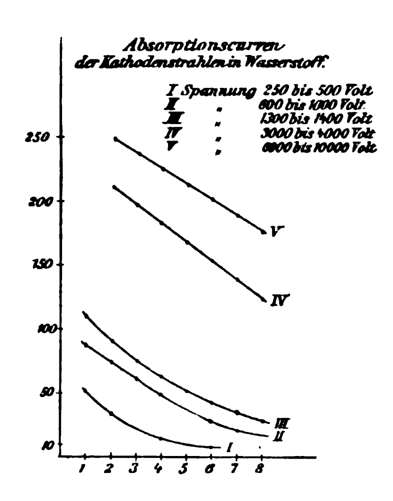


Verhältnissen andere Werte gelten mussten. Aus diesem Grunde sind die Werte, korrigiert mit Rücksicht auf Absorption, und die Werte, korrigiert mit Rücksicht auf Absorption und Reflexion der Strahlen, gesondert angegeben. Auch können wir wenig darüber sagen, was mit den reflektierten Strahlen geschieht. Es ist auch möglich, dass von den reflektierten Teilchen eine grössere Menge wieder durch Leitung auf die Auffangselektrode gelangt.

Jedenfalls glaube ich, aus meinen Versuchen schliessen zu dürfen, dass es nicht möglich ist, dass ein derartig hoher Prozentsatz der Strahlen reflektiert wird. Was die Absorption des Netzes betrifft, so glaube ich meinen Beobachtungen entnehmen zu können, dass die Absorption nicht direk proportional der Enge der Maschen des Netzes ist, sondern in einem anderen Verhältnis steht. Es wären in dieser Richtung noch Versuche anzustellen. Es ist ja auch nicht

ausgeschlossen, dass bei niederen Drucken noch sekundäre Erscheinungen auftreten, welche die obigen grossen Werte der Strahlen bedingen.

Die Bestimmung des Verhältnisses der Kathoden- und Kanalstrahlen zur erzeugenden Stromstärke hat vor allem ergeben, dass die Elektrizitätsmenge der Strahlen direkt ein Teil des erzeugenden Stromes ist. Dieser Prozentsatz des Stromes nimmt mit fortschreitender Evakuation stark zu und es ist bei Berücksichtigung aller in Betracht kommenden Korrektionen aus



dem hohen Werte desselben bei sehr niederen Drucken zu schliessen, dass der Strom bei diesen niederen Drucken fast ganz zur Bildung von Kathoden- und Kanalstrahlen verbraucht wird. Korrigiert man die beobachteten, von den Strahlen transportierten Elektrizitätsmengen mit Rücksicht auf die Absorption des Drahtnetzes, so erhält man das unwahrscheinliche Resultat, dass die von Kanal- und Kathodenstrahlen zusammen fortgeführten Elektrizitätsmengen grösser sind, als die Stromstärke des erzeugenden Stromes. Es scheint daher das Netz weniger zu absorbieren als der von den Maschen eingenommenen Fläche entspricht.

Sonst kann man konstatieren: dem äusseren Anscheine nach sind die Werte für Kathoden- und Kanalstrahlen zwar etwas verschieden; doch lässt sich mit ziemlicher Wahrscheinlichkeit behaupten, dass bei voller Berücksichtigung der Absorption etc. diese Werte einander gleich sind, dass also das Auftreten der Kathoden- und Kanalstrahlen nichts anderes ist als eine Spaltung in positive und negative Ionen, die in entgegengesetzter Richtung von den Elektroden wegfliegen und ihre Ladungen dem Strome entnehmen. Die verschiedene Absorbierbarkeit hängt jedenfalls mit der verschiedenen Geschwindigkeit und Grösse der Partikelchen zusammen, welche die Kathoden- und Kanalstrahlen bilden.

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

Glimmentladung bei Atmosphärendruck.

Von W. Kaufmann.

Die kürzlich in dieser Zeitschrift veröffentlichte Mitteilung von Herrn J. Stark[1]) „Zur Charakteristik des Glimmstromes bei atmosphärischem Druck" veranlasst mich, einige ältere Beobachtungen hier mitzuteilen, die ich bereits im Jahre 1901 ausgeführt und auch in meiner Vorlesung im W. S. 01/02 mitgeteilt habe. Ich unterliess die Publikation damals, weil ich bereits nach Abbau der Versuchsanordnung und Inangriffnahme anderer Arbeiten einen Umstand bemerkte, der die Elektrometereichung möglicher-, wenn auch sehr unwahrscheinlicherweise verfälscht haben konnte. Nachdem jedoch neuere Versuche, die Herr stud. Stuchtey auf meine Veranlassung seit einiger Zeit im hiesigen Institut ausführt, volle Übereinstimmung mit meinen früheren Zahlen ergeben haben, sehe ich mich veranlasst, die damals versäumte Publikation jetzt nachzuholen, nicht etwa, um dadurch eine Priorität gegen Herrn Stark abzuleiten, die natürlich diesem zukommt, sondern weil meine Resultate in nicht unwesentlichen Punkten von den seinen abweichen. Ausserdem erstrecken sich meine Beobachtungen weiter nach kleinen Stromstärken hin, sodass es möglich war, für den Zusammenhang zwischen dem Gefälle in der positiven Lichtsäule und der Stromstärke eine einfache empirische Relation abzuleiten.

Versuchsanordnung: Als Kathode diente der guten Abkühlung wegen stets ein Kupferdraht von etwa 3 mm Durchmesser, als Anode ein solcher von etwa 1,5 mm Durchmesser. Die Anode war vorne halbkugelförmig abgerundet, die Kathode eben. Durch diese Anordnung war erreicht, dass der Strom stets durchaus ruhig in der kürzesten Verbindungslinie der Elektroden überging, was bei der von Herrn Stark gewählten Anordnung nicht immer der Fall ist. Zur Spannungsmessung diente ein Quadrantenelektrometer in Doppelschaltung, dessen Ausschläge mit der Spannung durch die Gleichung:

$$E = 73{,}7 \cdot \sqrt{n}$$

zusammenhingen. Für 300 Volt gab das Elektrometer also etwa 17 Skalenteile, und einem halben Skalenteil entsprachen etwa 5 Volt. Herr Stark giebt zwar nicht an, welcher Art das von ihm gebrauchte Elektrometer war, doch glaube ich aus den auf 5 Volt abgerundeten Zahlenangaben schliessen zu müssen, dass es ein Braunsches Elektrometer war; ein Teil der Abweichungen zwischen seinen Resultaten und meinen, resp. denen von Herrn Stuchtey (s. w. u.) dürfte dann wohl von der ungenügenden

1) Diese Ztschr. 4, 535, 1903.



Empfindlichkeit des Braunschen Elektrometers für die niedrigsten gemessenen Spannungen herrühren. Die Zuleitung zum Elektrometer geschah durch einen hohen Flüssigkeitswiderstand hindurch; ohne diese Vorsichtsmassregel springt bei den schwächsten Strömen wegen der hohen Kapazität des Elektrometers die Entladung leicht in einen Funkenstrom über.[1]) Zur Strommessung diente ein Spulenampèremeter, das 0,2 M.-A. abzulesen, 0,05 zu schätzen gestattete. Die Elektroden waren auf einem Schlitten mit Mikrometerschraube montiert; die Schraube besass 0,5 mm Ganghöhe, ein Nonius am Schlitten gestattete $^1/_{20}$ mm abzulesen, $^1/_{40}$ mm zu schätzen. Zur Regulierung des Stromes dienten die bekannten Hittorfschen Jodkadmiumwiderstände.

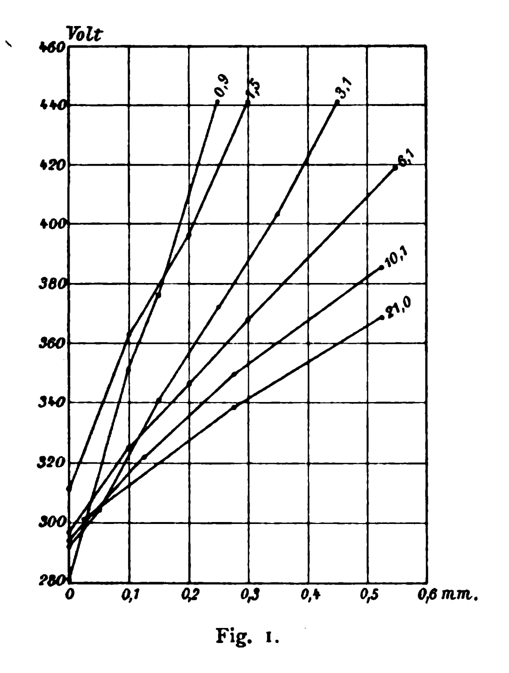


Fig. 1.

Die Messungen wurden stets so ausgeführt, dass die Elektroden zuerst zur metallischen Berührung gebracht wurden, was man daran erkennt, dass trotz Stromdurchgangs das Elektrometer auf Null bleibt. Dann wurde vorsichtig auseinandergeschraubt, bis ein plötzliches Springen der Elektrometernadel die Trennung anzeigte. Das auf diese Weise gemessene „Elektrodengefälle" schwankte bei im ganzen 10 Messungsreihen von 0,9 bis 41 M.-A. Stromstärke innerhalb der Grenzen

281 bis 311, im Mittel 298 Volt.[2])

Herr Stark extrapoliert dagegen aus seinen nur bis zu einer kürzesten Entfernung von 0,15 mm durchgeführten Messungen ein Elektrodengefälle von 350 Volt. Da jedoch seine Messungen an Platinelektroden ausgeführt sind, und bekanntermassen das Elektrodengefälle vom Elektrodenmetall abhängt, so veranlasste ich Herrn Stuchtey, einige Messungen mit Platinelektroden sowohl der von Herrn Stark benutzten Form, als auch in Form einer Kathodenplatte und Anodenspitze auszuführen. Das Resultat war ein Elektrodengefälle von

290 bis 305, im Mittel etwa 300 Volt.

(Bei einer Stromstärke von 9 M.-A. entsprechend der schwächsten von Herrn Stark angewandten Stromstärke.)

Ich kann nur die Vermutung aussprechen, dass die Unempfindlichkeit des wahrscheinlich benutzten Braunschen Elektrometers die Veranlassung dieser Differenz ist. Ein Vergleich mit der Warburgschen[1]) Zahl: Kathodengefälle = 340 Volt, wie ihn Herr Stark ausführt, scheint mir deshalb nicht viel für die Genauigkeit seiner Messungen zu besagen, weil diese

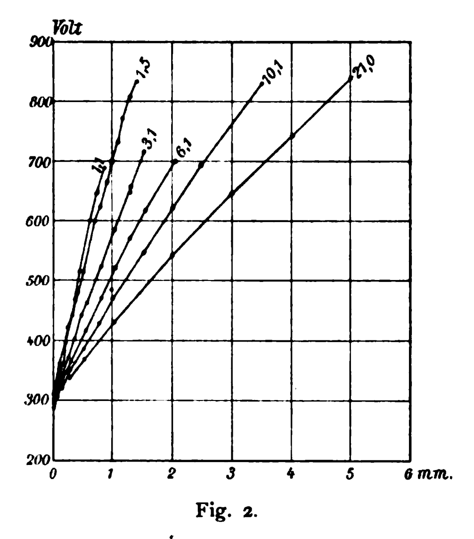


Fig. 2.

Zahl sich auf trocknen und annähernd reinen Stickstoff bezieht, und auch für diesen nur eine untere Grenze bedeutet. Für schwach feuchten Stickstoff findet Herr Warburg 260 Volt und für trocknen 340 bis 410 Volt. Man kann also, wenn man in freier Luft misst, nicht viel mehr, als eine Übereinstimmung in der Grössenordnung mit diesen Zahlen verlangen.

Was nun den weiteren Verlauf meiner Kurven für den Zusammenhang zwischen Spannung und Abstand der Elektroden bei konstant gehaltener Stromstärke betrifft, so ergiebt sich auch dieser in seinem ersten Teil etwas anders, als Herr Stark ihn darstellt. In Fig. 1 sind einige der Kurven in ihrem Beginne in besonders grossem Massstab dargestellt (die beigefügten Zahlen bedeuten den Strom in M.-A.); der von Herrn Stark gefundene anfängliche flache Verlauf, bis zu 0,3 mm Abstand reichend,

1) s. a. W Kaufmann, Ann. d. Phys. (4) **2**, 176, 1900.

2) Abschrecken der glühendgemachten Elektroden in Alkohol, wodurch eine metallisch reine Oberfläche erzielt wird, ändert nichts an diesen Zahlen.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 1 1890.



findet sich in meinen Kurven nicht wieder. Im Gegenteil, die Kurven sind, wie sich aus Fig. 2 ersehen lässt, wo einige Kurven in ihrem ganzen Verlauf wiedergegeben sind, von Anfang an ein wenig nach oben konvex. Innerhalb des allerersten Stückes von weniger als $^1/_{20}$ mm scheint sogar nach den noch nicht abgeschlossenen Messungen von Herrn Stuchtey ein besonders steiler Anstieg zu liegen. Herr Stark giebt leider nicht an, wie er den Nullabstand bestimmt hat; doch scheint mir eine Möglichkeit für den von ihm gefundenen, anfänglich flachen Verlauf darin zu liegen, dass wenn die gebogenen Elektroden nicht genau in einer Ebene liegen, die Entfernungsänderung bei kleinen Abständen kleiner ist als die Bewegung der Mikrometerschraube.

Die Spannungszunahme pro mm Entfernungsänderung kann gleich dem Spannungsgefälle pro mm Länge der positiven Lichtsäule gesetzt werden. Die folgende Tabelle I giebt die von mir gefundenen Resultate, wie sie sich aus den gemessenen, annähernd geradlinigen Kurven ergeben[1]). Wie aus der dritten Spalte ersichtlich, ist innerhalb des Messbereiches das Gefälle ungefähr der Wurzel aus der Stromstärke umgekehrt proportional.

Tabelle I.

J m. a.	$\frac{\partial E}{\partial l}$ (Volt/mm)	$\frac{\partial E}{\partial l} \cdot \sqrt{J}$
0,9	542	514
1,1	433	455
1,5	361	442
2,1	338	490
3,1	255	450
4,1	236	478
6,1	202	499
10,1	158	502
21,0	117	537

Herrn Starks Zahlen lassen sich diesem Gesetz nicht einordnen; sie erscheinen zu klein; da jedoch eine Wiederholung mit seiner Anordnung (halbkreisförmig gebogene Platindrähte als Elektroden) für 9 M.-A. ein Gefälle von 128 bis 131 Volt mm ergab, in guter Übereinstimmung mit den von ihm für 9,6 M.-A. gefundenen Werte von 127 Volt/mm, so vermute ich, dass der Unterschied daran liegt, dass bei meinen Messungen mit Kupfer infolge der guten Wärmeleitung die Elektroden kalt blieben, während die Platinelektroden sich auf Hellrotglut erhitzten. Dann muss aber durch die erhöhte Wärmeausstrahlung der Elektroden auch die Gasstrecke stärker erwärmt und somit verdünnt werden. Durch die Verdünnung des Gases wird aber das Gefälle verkleinert. Leider ist es ganz unmöglich, aus den Angaben Herrn Starks über die wirkliche Elektrodentemperatur in den einzelnen Fällen irgend einen bestimmten Schluss zu ziehen, da die angegebenen Zahlen nur Mitteltemperaturen darstellen sollen. Mit einer Mitteltemperatur aber ist, wenn die Extremwerte von Zimmertemperatur bis zur Hellrotglut reichen, wenig oder gar nichts anzufangen.

Von Interesse scheint mir noch die Beobachtung, dass innerhalb eines Stromintervalles von etwa 2,5 bis 3,5 M.-A. sich eine deutliche dunkle Schicht im positiven Lichte zeigte, deren Abstand von der Kathode bei Änderung des Elektrodenabstandes konstant blieb, ein Verhalten, das ganz demjenigen der Schichten in Geisslerröhren entspricht; mehr als eine Schicht habe ich nie erhalten können. Auf das positive Gefälle hatte das Auftreten der Schicht merkwürdigerweise gar keinen Einfluss. Eine Einbuchtung der Kurve, wie man wohl erwarten sollte, war nicht zu bemerken.

Bonn, den 7. Juli 1903.

(Eingegangen 8. Juli 1903.)

1) Es ist bloss das Intervall von etwa 0,1 bis 0,3 mm benutzt, d. h. die Anfangssteigung. Nimmt man grössere Strecken, so erhält man wegen der Räumung keinerlei Werte.

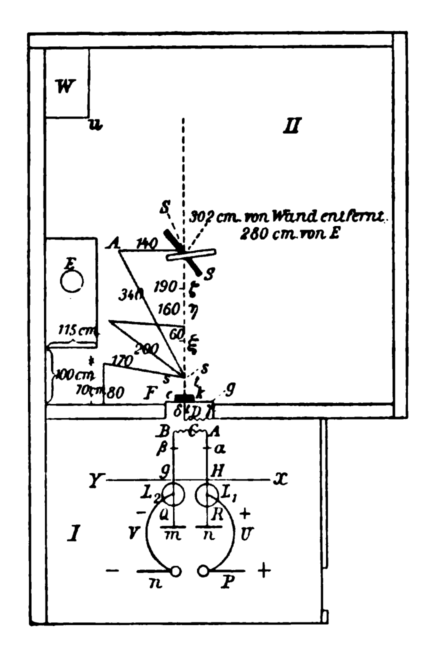
Notiz über Teslaentladungen aus Spitzen.

Von K. v. Wesendonk.

Nach mehrwöchentlicher Unterbrechung der Beobachtungen über Teslaentladungen[1]) aus einer Spitze, wurden im vergangenen Juni noch einige weitere Versuche über dieses Thema angestellt. Dabei erhielt das Dolezaleksche Elektrometer nahe der entfernteren Ecke des Raumes II (siehe die beigegebene, aus der früheren Abhandlung reproduzierte Figur) etwa bei W-Aufstellung. Seine Empfindlichkeit wurde so reguliert, dass ein hoher Daniell etwa 120 mm (Skalenteile) Ausschlag bewirkte. Davor, etwa bei U stellt man den früher bereits benutzten Wasserkollektor oder die Metallform auf und verband diese mit der einen Elektrode des Elektrometers, dessen andere stets abgeleitet verblieb. Die Stelle, an der der Wasserstrahl in Tropfen zerfiel, lag etwa 110 cm von der nächsten Wand entfernt, und fast sechs Meter von der Spitze. Die Metallform stand etwa ebensoweit von der Wand ab und etwas über sechs Meter von der Spitze. Es wurden Versuche angestellt, sowohl wenn der positive Pol der Maschine (wie in der Figur) mit dem Ende α der primären Rolle des Transformators in Verbindung stand, wie wenn dies mit dem Ende β der Fall war, dabei wurde stets einmal bei Ableitung der Anode, dann bei Ableitung der Kathode an der Influenzmaschine

1) Siehe den Bericht darüber in dieser Zeitschr. 4, 465 bis 469, 1903.

mittels nasser Schnur cet. par gearbeitet. Alle die verschiedenartigen sich so ergebenden Anordnungen[1]) bewirkten nun stets, wenn man durch Teslaentladungen Spitzenausströmungen bei s erzeugte, unter Verwendung einer Funkenstrecke zwischen den Zinkpolen $m\ n$ von etwa 15 mm Länge, ganz unzweideutige positive Ladungen am Elektrometer. Nach dem Beginn des Funkenspieles trat des öfteren zunächst etwas schwankende, zappelnde Bewegung des Skalenbildes ein, die dann aber mit der Zeit in eine recht regelmässig verlaufende, wenn auch langsame positive Bewegung überging. Allemal bei andauernden Entladungen ver-



schwand die Skala aus dem Gesichtsfeld, und setzte sich ihre Bewegung meist noch erheblich weiter fort im positiven Sinne, selbst nach Aufhören des Funkenspieles. Positive Verschiebungen von 500 cm (Skalenteilen) und noch erheblich mehr liessen sich auf diese Weise leicht erreichen. Eine entschieden negative Bewegung war niemals zu beobachten, nur in Schwankungen sekundärer Natur konnte man allenfalls unbedeutende negative Wirkungen vermuten, die aber nie andauernder Art waren. Dieser positive Effekt ist im wesentlichen gleich gut zu beobachten mit dem Wasserkollektor, wie bei Verwendung der Metallform als Rezeptor für die ausgeströmte Elektrizität, nur erschien ersterer empfindlicher.

Die positive Ladung, welche die Luft resp. im Arbeitsraume II sich zeigte, hielt nach dem Aufhören der Spitzenausströmungen noch geraume Zeit an, sie wurde aber durch Auslüften meist möglichst bald zu entfernen versucht.[1]) Nahm man Spitze und den sie tragenden Leiter weg, verstopfte die Öffnung im Paraffinfenster, sorgte überhaupt dafür, dass keine Elektrizität aus dem Raum I nach dem Raum II dringen konnte[2]), so gaben Funkenentladungen, welche den Teslatransformator wie sonst erregten, keinerlei Wirkungen am Elektrometer, die mit den positiven der Spitzenausströmungen irgend vergleichbar waren. Mit dem Wasserkollektor wurden auch noch Versuche angestellt, wenn die anregende Funkenstrecke nur etwa 8 mm resp. 5 mm resp. 3 mm lang war. In den beiden ersteren Fällen ergaben sich noch ganz entschiedene positive Effekte (bis zum Verschwinden der Skala im positiven Sinne), die kleinsten Funken ergaben dagegen keine bestimmten Ausschläge am Elektrometer mehr (auch keine negativen). Bei Beobachtung im Dunkeln zeigte sich dann, dass bei den 5 mm Funken noch deutlich eine Lichterscheinung an der Spitze sichtbar war, nicht mehr aber bei den 3 mm Funken. Diese vermögen also kaum mehr Entladungen aus der Spitze unter den gegebenen Umständen hervorzurufen, und können daher auch keine bestimmte Wirkung auf das Elektrometer mehr ergeben. Es zeigen aber, wie Verfasser scheint, die vorliegenden Versuche wieder deutlich, dass der positive Teslaeffekt unter Umständen nicht nur recht weit in den Raum hinaus sich erstreckt, sondern auch in hohem Grade von der Grösse der angewandten Spannungen unabhängig ist.

Bei Versuchen mit sogen. erzwungenen Schwingungen, wie sie im Laboratorium des Herrn Himstedt angestellt worden sind, ist doch wohl zu bedenken, dass die Ausströmungen der Elektrizität nicht durchaus dem Verlaufe solcher erzwungener Oszillationen zu folgen brauchen. Die Theorie erstreckt sich ja nicht auf Vorgänge, wie etwa Spitzenentladungen in Gasen. In diesem Sinne sprechen auch wohl neuere Beobachtungen des Herrn Härdén.

1) Primärer und sekundärer Stromkreis des Teslatransformators waren wie früher durch nasse Schnüre abgeleitet.

1) Manchmal war aber trotzdem noch nach mehr denn 20 Minuten eine erhebliche positive Ladung mittels des Wasserkollektors nachzuweisen.

2) Das ist zum sicheren Arbeiten überhaupt nötig.

(Eingegangen 10. Juli 1903.)

Über die oszillierende Spitzenentladung bei vermindertem Luftdruck.

Von Karl Przibram.

Bekanntlich fand Prof. Himstedt[1]), dass ein Leiter in der Nähe einer Spitze, die mit dem Pole eines Teslaapparates verbunden ist, je nachdem die Entfernung kleiner oder grösser

1) Wied. Ann. **52**, 482, 1894 und **68**, 294, 1899.

ist, eine positive, resp. negative Ladung empfängt, und dass der Abstand, bei welchem diese Vorzeichenänderung der Ladung eintritt, für verschiedene Gase verschieden, und zwar für Luft von allen untersuchten Gasen am grössten ist. Mit dieser Erscheinung befassen sich die Arbeiten von A. Pflüger[1]), K. v. Wesendonk,[2]) E. Knoblauch[3]) und A. Möhlmann.[4]) Vor kurzem hat nun Herr v. Wesendonk[5]) abermals über diesen Gegenstand Versuche veröffentlicht, durch welche er zeigt, dass bei sorgfältiger Anordnung die positive Ladung bis in bedeutende Entfernung von der Spitze verfolgt werden kann, und gelangt zu dem Schlusse: „Die Überlegenheit der positiven Entladung ist nur da vorhanden, wo die disruptiven (eigentlichen Büschelentladungen) in den Vordergrund treten, während bei dem mehr kontinuierlich dahinfliessenden Spitzenlichte die negative Elektrizität bei weitem im Vorteil ist, auch bei kleinen Entladungsstrecken. Schnelle Stromwechsel wie bei den Teslaentladungen, ebenso wie (wenigstens relativ) hohe Potentiale scheinen der Ausbildung solcher starker disruptiver Ausströmungen günstig zu sein und die mehrfach studierten positiven Wirkungen dadurch zu bedingen."

Mit dieser Auffassung scheinen die folgenden Versuche, in welchen die Abhängigkeit des Himstedtschen Effektes vom Gasdruck studiert wurde, gut zu stimmen, weshalb sie vielleicht von Interesse sein könnten.

Das oszillierende System war das denkbar einfachste. Eine kleine Leydenerflasche wurde durch ein Induktorium gespeist und entlud sich durch 10 Windungen eines starken Kupferdrahtes. Über diese waren, durch einen übergeschobenen Glascylinder getrennt, 20 Windungen gewickelt, deren eines Ende zur Spitze führte, während das andere isoliert blieb. Die beiden Pole zeigten zwar quantitativ sehr verschiedene Wirkungen, wie schon Himstedt bei unsymmetrischen Systemen beobachtet hat, doch war der Himstedtsche Effekt an beiden deutlich wahrzunehmen. Die Spitze s (Fig. 1), ein bis auf wenige mm in ein Glasrohr eingeschmolzener Platindraht, ragte durch eine Gummidichtung d verschiebbar in das cylindrische Entladungsgefäss. Der untere Teil des Gefässes war mit Quecksilber gefüllt, dessen Oberfläche durch Verschiebung des Reservoirs R beliebig eingestellt werden konnte. Vor dem Evakuieren musste der Schlauch natürlich durch den Quetschhahn Q abgesperrt werden. Das Quecksilber stand mittels des eingeschmolzenen Platin-

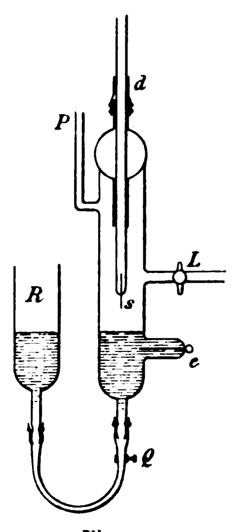


Fig. 1.

drahtes e mit einem einfachen Goldblattelektroskop in Verbindung. Die Röhren P und L dienten zur Verbindung mit der Luftpumpe und zum Einlassen von Luft. War der Abstand Spitze-Quecksilber so eingestellt, dass das Quecksilber eine positive Ladung erhielt, so verschwand diese Ladung und wurde durch eine negative ersetzt, sobald die Luft auf circa 560 mm verdünnt wurde. Zeigte das Quecksilber schon bei Atmosphärendruck schwache negative Ladung, so wurde die Ladung beim Verdünnen stärker. Dieses Resultat, Begünstigung der negativen Ausstrahlung gegenüber der positiven, wurde regelmässig erhalten; die schwankenden Angaben des Elektroskops machten es aber schwer, die Abhängigkeit der Ladung vom Drucke genau zu bestimmen.

Der Druck, bei welchem das Vorzeichen der Ladung sich ändert, ist abhängig vom Abstand der Spitze vom Quecksilberspiegel. Es wurde für verschiedene Abstände dieser Druck bestimmt und dadurch die Verschiebung dieses kritischen Punktes gefunden; das Gebiet mit positiver Ladung zieht sich mit abnehmendem Drucke zusammen. Die folgende Tabelle giebt aus verschiedenen Beobachtungsreihen die regelmässigste wieder. In Fig. 2 ist die entsprechende Kurve gezogen.

Abstand Spitze-Quecksilber	Ladung stets positiv bis mm Druck	
7	500,	dann Funken
9	400,	„ „
10	480,	dann negativ
12	520,	„ „
13	550,	„ „
14	560,	„ „
15	590,	„ „

Der kritische Abstand scheint also dem Drucke nahezu proportional zu sein, ausser für kleine Abstände nahe der Funkenschlagweite.

1) Wied. Ann. **60**, 116, 1897.
2) Wied. Ann. **66**, 341, 1898.
3) Diese Zeitschr. **2**, 165, 1900.
4) Ann. d. Phys. IV, **8**, 768, 1902.
5) Diese Zeitschr. **4**, 465, 1903.

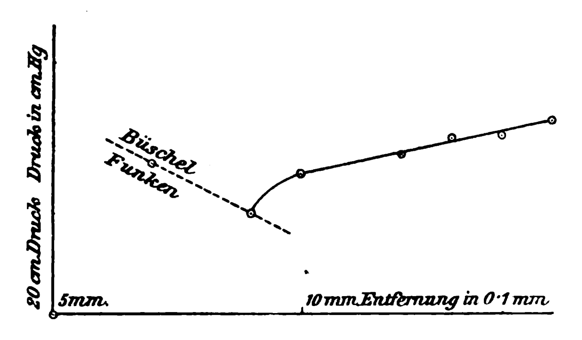


Fig. 2.

Da nun der niedrigere Gasdruck der Ausbildung der „disruptiven (eigentlichen) Büschelentladung" ungünstig ist, so ist nach v. Wesendonk das Überhandnehmen der negativen Ausströmung erklärlich, während man wohl *a priori* geneigt wäre, mit abnehmendem Druck einfach eine Ausdehnung des ganzen Entladungsvorganges, also ein Hinausrücken der kritischen Stelle zu erwarten. Schliesslich möchte ich noch darauf hinweisen, dass, wie ich an anderer Stelle [1]) zu zeigen versuchte, zwischen dem Himstedteffekt und der statischen Büschelentladung eine nahe Beziehung entsteht, indem in den Gasen mit überwiegend positiver Ausstrahlung auch das statische positive Büschel gegenüber dem negativen länger ist als in den anderen Gasen; so gab Luft den grössten Wert für das Verhältnis der Ausdehnung des positiven Büschels zu der des negativen.

Die Versuche wurden im Cavendish Laboratory, Cambridge, angestellt, und ich möchte Herrn Professor J. J. Thomson auch an dieser Stelle für sein freundliches Entgegenkommen meinen wärmsten Dank aussprechen.

1) Wiener Ber. **108** (2a) 1161, 1899.

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Bemerkung zur Ablenkung der positiven Strahlen im elektromagnetischen Felde.

Von J. Stark.

W. Wien [1]) hat in mehreren Untersuchungen festgestellt, dass die positiv geladenen Kanalstrahlen durch ein transversales elektrisches oder magnetisches Feld ungleich stark aus ihrer anfänglichen Bewegungsrichtung abgelenkt werden; ein Bündel Kanalstrahlen wird durch das elektrische oder magnetische Feld in einen Streifen, ein „Spektrum" auseinandergezogen. Wird es gleichzeitig der elektrischen und magnetischen Ablenkung unterworfen in einem Felde, dessen elektrische und magnetische Kraftlinien zusammenfallen, so zeichnet es auf einer zu seiner Anfangsrichtung senkrechten Fluoreszenzebene eine Kurve, die sehr wenig von einer geraden Linie abweicht.

Theoretisch bieten sich folgende Möglichkeiten zur Erklärung der von W. Wien beobachteten ungleichmässigen Ablenkung der positiven Strahlen.

Erstens könnte man denken, dass die am stärksten abgelenkten Strahlen eine kleinere Geschwindigkeit besässen, also eine kleinere Spannungsdifferenz frei durchlaufen hätten. W. Wien [1]) hat indessen festgestellt, dass gerade die am stärksten abgelenkten Strahlen bereits das mögliche Maximum von Geschwindigkeit besitzen, dass nämlich die von ihnen frei durchlaufene Spannungsdifferenz gleich der Elektrodenspannung ist. Diese erste Erklärungsmöglichkeit muss also verworfen werden.

Zweitens könnte man zu der Annahme versucht sein, dass die verschieden abgelenkten Strahlen bei gleicher Ladung ε verschiedene spezifische Ladungen ε/μ, also verschiedene Massen μ besässen. Es könnte sich, schon bevor die Strahlen ihre Geschwindigkeit erlangten, an das positive Elementarquantum eine variable Zahl von neutralen Atomen angelagert haben. In dem Ablenkungsstreifen müssten dann verschiedene Maxima auftreten, entsprechend dem notwendig unstetigen Übergang von einer Zahl angelagerter Atome zu einer anderen Zahl. Da W. Wien [2]) in einer früheren Arbeit zwischen drei Ablenkungsmaxima zu unterscheiden schien, so habe ich in dem von mir verfassten Buche über die Elektrizität in Gasen (Leipzig 1902, S. 347) die vorstehende Erklärungsmöglichkeit angenommen. Da indes W. Wien in seinen späteren Abhandlungen nicht mehr von Maxima, sondern von einem stetigen Ablenkungsstreifen spricht, so verwerfe ich die vorstehende Erklärungsmöglichkeit, da die Diskontinuität der Atomzahlen in den hypothetischen Komplexen eine Kontinuität in dem Ablenkungsbilde ausschliesst. Zudem scheitert diese Erklärungsmöglichkeit an der Thatsache, dass der Ablenkungsstreifen im kombinierten elektrischen und magnetischen Felde geradlinig ist. Hieraus folgert W. Wien, dass die Geschwindigkeit sämtlicher Strahlen dieselbe sei. Wäre μ für verschiedene Strahlen verschieden, so müsste die Geschwindigkeit v verschieden gross sein, da alle Strahlen die gleiche Spannungsdifferenz durchlaufen haben.

Drittens kann man annehmen, dass μ und v für alle Strahlen gleiche Werte besitzen, dass indes die Ladung ε der verschiedenen Strahlen

1) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 445, 1898; Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901; **8**, 257, 1902; **9**, 660, 1902.

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 259, 1902.
2) W. Wien, Ann. d. Phys. **5**, 421, 1901.

verschieden gross sei. Man muss dann annehmen, dass alle Strahlen, während sie die gleiche Spannungsdifferenz frei durchliefen, die gleiche Ladung besassen, dass sie dagegen nach Austritt aus dem beschleunigenden elektrischen Felde auf ihrem Wege in dem ablenkenden elektromagnetischen Felde verschiedene Mengen negativer Ladung ohne Einbusse an Geschwindigkeit in sich aufnahmen und dann, weil verschieden stark geladen, auch verschieden stark abgelenkt werden.

Diese dritte Erklärungsmöglichkeit ist von W. Wien gegeben worden. Er schreibt Ann. d. Phys. **9**, 664, 1903 folgendes: „Man hat nämlich bisher die Ladung der negativen Elektronen stillschweigend als gleich der Ladung eines Wasserstoffions angenommen und dann die zugehörige Masse als entsprechend kleiner angesehen. Diese Annahme ist aber mit den Eigenschaften der positiven Elektronen nicht gut vereinbar. Es könnte dann nämlich einem positiven Elektron niemals weniger negative Elektrizität, als die Ladung eines Wasserstoffions ausmacht, fehlen. — Einfacher (— als Veränderlichkeit der Masse, Verf. —) ist es, die Möglichkeit zuzulassen, dass das negative Elektron nur einen Teil der Ladung des Ions besitzt. Dann könnten die Moleküle durch die Aufnahme einer verschiedenen Anzahl negativer Elektronen verschiedene spezifische Ladung besitzen. Allerdings müsste die Masse des negativen Elektrons in demselben Verhältnis kleiner angenommen werden und die negativen Elektronen wären dann als noch viel kleiner anzusehen, als bisher angenommen wurde."

Ehe wir auf die Diskussion dieser dritten Erklärungsmöglichkeit, die so weittragende Konsequenzen in sich schliesst, eingehen, sei die Unterstützung besprochen, welche sie durch eine jüngst erschienene Abhandlung von H. Becquerel[1]) erfährt.

Die α-Strahlen einiger radioaktiver Substanzen sind positive Strahlen, gehören daher in die Gattung der Kanalstrahlen, wie von E. Rutherford[2]) entdeckt, von H. Becquerel[3]) und Th. Des Coudres[4]) bestätigt wurde. Becquerel hat nun kürzlich auf eine merkwürdige Eigenschaft der positiven Strahlen des Radiums aufmerksam gemacht. Lenkt man diese im gasverdünnten Raume durch ein Magnetfeld ab, so erhält man keine Dispersion im photographischen Ablenkungsbild, selbst wenn die Strahlen von dem Radium bis zur lichtempfindlichen Platte einen Weg von 8 cm zurücklegen; der Krümmungsradius r der Strahlenbahn ist unabhängig von diesem Wege; dies hat Des Coudres gefunden. Als jedoch Becquerel neuerdings Ablenkungsmessungen im gaserfüllten Raume anstellte, fand er r um so grösser, je grösser der Weg der positiven Strahlen im Gase von Substanz zur Platte war; mit wachsender Weglänge der positiven Strahlen in einem Gase nimmt also ihre magnetische Ablenkbarkeit ab. Diese Abnahme kann offenbar nicht von einer Zunahme der Geschwindigkeit herrühren. Von den zwei bleibenden Möglichkeiten, Abnahme der Ladung oder Zunahme der Masse, erwählt Becquerel die erstere, die Veränderlichkeit der Ladung, zur Erklärung der von ihm gefundenen Erscheinung.

Die von Becquerel gefundene Erscheinung, dass positive Strahlen, welche ursprünglich die gleiche Geschwindigkeit besitzen und diese Geschwindigkeit keinesfalls während der Ablenkung beträchtlich verkleinern, eine kontinuierliche Abnahme ihrer spezifischen Ladung zeigen, wenn ihr Weg in dem durchlaufenen Gase kontinuierlich wächst, diese Erscheinung lässt die Wiensche Annahme, Veränderlichkeit der elektrischen Ladung des positiven Strahlteilchens, an Wahrscheinlichkeit gewinnen. Indes erheben sich gegen diese Annahme andererseits wieder schwerwiegende Bedenken. Die oben wörtlich wiedergegebene Annahme Wiens stellt die Konstanz des elektrischen Elementarquantums in Frage, das uns bis jetzt als eine universelle Konstante erschien und aus elektrischen Messungen sowie auf Grund der elektromagnetischen Strahlungstheorie von gleicher Grösse sich ergab. Ferner ist bereits experimentell gezeigt worden, dass die Ladung des negativen Elektrons identisch ist mit derjenigen des positiven elektrolytischen Wasserstoffions. J. J. Thomson[1]) hat nämlich einerseits gezeigt, dass die spez. Ladung der durch ultraviolette Belichtung von einer Zinkplatte losgelösten negativen Elektronen den gleichen Wert besitzt wie diejenige der gewöhnlichen Kathodenstrahlen, wie auch von Lenard[2]) gezeigt wurde; andererseits hat er festgestellt, dass die negativen Teilchen, welche von einer Zinkplatte bei ultravioletter Belichtung ausgehen, auf Grund der Nebelbildung bei adiabatischer Ausdehnung dieselbe Ladung besitzen wie das elektrolytische Ion. Auch die negativen Ionen, die durch Röntgenstrahlen in Luft erzeugt werden, besitzen die gleiche Ladung[3]); diese negativen Ionen haben aber zum Kern immer ein negatives Elektron; und dieses ist nach Townsend[4]) für Wasserstoff, Stickstoff u. s. w. von gleicher Art und zwar von

1) H. Becquerel, Compt. rend. **136**, 1517, 1903.
2) E. Rutherford, diese Zeitschr. **4**, 235, 1903.
3) H. Becquerel, Compt. rend. **136**, 199, 431, 1903.
4) Th. Des Coudres, diese Zeitschr. **4**, 483, 1903.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. **48**, 547, 1899.
2) Ph. Lenard, Wien. Ber. **108**, 1649, 1899.
3) J. J. Thomson, Phil. Mag. **46**, 528, 1898; **5**, 346, 1903; H. A. Wilson, Phil. Mag. **5**, 429, 1903.
4) J. S. Townsend, Phil. Mag. **1**, 198, 1901; **5**, 389, 1903.

derselben wie diejenige des lichtelektrisch erzeugten negativen Elektrons.

Es giebt nun folgende vierte Möglichkeit, die Veränderlichkeit der spez. Ladung der positiven Ladung zu erklären. Erstens wollen wir daran festhalten, dass die Ladung des negativen Elektrons konstant gleich $3{,}1 \cdot 10^{-10}$ elektrostatischen Einheiten sei. Die Ladung des positiven Ions sei ebenso gross oder variiere diskontinuierlich wie die ganzen Zahlen, sei also ein Vielfaches von jenem Elementarquantum. Zweitens wollen wir zugeben, dass die positiven Strahlen beim Eintritt in das ablenkende elektromagnetische Feld und in das darin befindliche Gas alle von identischem Charakter seien, also gleiche Masse, Ladung und Geschwindigkeit besitzen. Drittens führen wir als neu die Annahme ein, dass ebenso wie positiv und negativ geladene Massenteilchen, wenn sie eine sehr grosse Geschwindigkeit besitzen, so auch neutrale Moleküle oder Atome unter der gleichen Voraussetzung strahlartigen Charakter annehmen, also ein Gas auf eine beträchtliche Strecke geradlinig durchlaufen und beim Auftreffen auf gewisse Körper diese zum Leuchten anregen. Die Bedingung sehr grosser Geschwindigkeit lässt sich bei den Ionen leicht dadurch erfüllen, dass man sie grosse Spannungsdifferenzen frei durchlaufen lässt. Bei den neutralen Teilchen ist dies nicht möglich; diese können indes auf folgende zwei Arten durch Vermittelung der positiven Strahlen eine grosse Geschwindigkeit erhalten. Erstens kann ein positives Strahlteilchen seine Geschwindigkeit und kinetische Energie auf ein neutrales Teilchen durch Stoss übertragen; dieses bewegt sich dann in der Richtung von jenem weiter, das Strahlteilchen selbst kommt zum Stillstand. Zweitens kann ein positives Strahlteilchen durch Aufnahme eines negativen Elektrons in ein neutrales Teilchen sich verwandeln und dann als neutraler Strahl in der Tangente seiner Bahn weiterlaufen; dies ist deswegen ohne merkliche Geschwindigkeitseinbusse möglich, weil die Masse des aufgenommenen negativen Elektrons sehr klein ist.

Die neutralen Molekülstrahlen, die durch Transformation aus positiven Ionenstrahlen entstehen, sei es durch Stoss, sei es durch Neutralisation, erfahren in dem elektromagnetischen Felde keine Ablenkung, sie setzen indes die Bewegung der erzeugenden positiven Strahlen fort und zwar laufen sie in der Tangente weiter, welche in demjenigen Punkte, in welchem die Transformation von elektrisch in neutral stattfindet, an die Ablenkungskurve der positiven Strahlen gelegt werden kann. Hieraus ergeben sich folgende Sätze. Indem in allen Punkten der Ablenkungsbahn positive Strahlen in neutrale Strahlen übergehen und diese auf der abbildenden Fluoreszenzebene leuchten oder auf der lichtempfindlichen Schicht einen Eindruck hervorrufen, entsteht hier ein kontinuierlicher Ablenkungsstreifen. Das von den neutralen Molekülstrahlen erzeugte Ablenkungsbild ergiebt, wenn man es fälschlicherweise positiven Strahlen zuschreibt, einen grösseren Krümmungsradius r und eine kleinere spez. Ladung ε/μ als denjenigen am stärksten abgelenkten in Wirklichkeit positiven Strahlen zukommt, welche ohne Transformation die Abbildungsebene erreichen.

Die Bahnen der neutralen Strahlen, welche durch Transformation aus den positiven Strahlen entstehen, liegen in der Regelfläche, welche von den Tangenten der Ablenkungskurve gebildet wird. Der Schnitt dieser Regelfläche mit der abbildenden Ebene ist der beobachtbare Ablenkungsstreifen. Dieser ist dann eine gerade Linie, wenn die Regelfläche eine Ebene, wenn also die Ablenkungskurve eine ebene Kurve ist. Dies soll untersucht werden.

Die anfängliche Richtung des positiven Strahlteilchens sei x, seine elektrische Ablenkung erfolge in der Richtung y, seine magnetische normal zu y, der Nullpunkt des Koordinatensystems liege im Anfang des magnetischen und elektrischen Feldes, diese seien auf der ganzen Bahnlänge homogen, der Zuwachs, welche die Anfangsgeschwindigkeit v_0 des positiven Strahles innerhalb des elektromagnetischen Feldes erfährt, sei klein gegen v_0, F sei die elektrische Feldstärke, r der Krümmungsradius infolge der magnetischen Ablenkung. Es stellen dann folgende Gleichungen die Ablenkungskurve als Funktion des Parameters u dar.

$$x = (2ru - u^2)^{1/2}$$

$$y = \frac{F \cdot \varepsilon}{{v_0}^2} (2ru - u^2)$$

$$z = u.$$

Es sei $A = y'z'' - z'y''$, $B = z'x'' - x'z''$, $C = x'z'' - z'x''$. Es ist dann die zweite Krümmung oder Torsion $\frac{1}{\varrho} = \frac{Ax''' + By''' + Cz'''}{A^2 + B^2 + C^2}$.
Ist die Determinante

$$\begin{vmatrix} x' & y' & z' \\ x'' & y'' & z'' \\ x''' & y''' & z''' \end{vmatrix}$$

Null, so ist die Kurve eben. Nun ist in unserem Falle $x' = (2ru - u^2)^{-1/2} (r - u)$,
$x'' = -(2ru - u^2)^{-3/2} (r - u)^2 - (2ru - u^2)^{-1/2}$,
$x''' = 3(2ru - u^2)^{-5/2} \cdot (r - u)^3 + 2(2ru - u^2)^{-3/2}$
$(r - u) + (2ru - u^2)^{-1/2} (r - u)$; $y' = \frac{F \cdot \varepsilon}{{v_0}^2} (r - u)$,

$y'' = -\frac{F \cdot \varepsilon}{{v_0}^2}$, $y''' = 0$; $z' = 1$, $z'' = z''' = 0$.

Die obenstehende Determinante verschwindet demnach nicht.

Der Schnitt unserer Regelfläche mit der abbildenden Ebene ist darum, streng theoretisch genommen, nicht eine Gerade. So scheint unsere Annahme sich in ihren Folgerungen in Widerspruch mit der Beobachtung Wiens zu setzen, dass ein Kanalstrahlenbündel im elektromagnetischen Felde einen geradlinigen Lichtstreifen auf der abbildenden Ebene zeichnet. Indes ist für kleine Werte von z der Wert der Torsion $\frac{1}{\varrho}$ von Null wenig verschieden, so dass der Schnitt der Regelfläche mit der abbildenden Ebene für diesen Fall praktisch doch nahezu geradlinig ist. Dazu war in Wiens Versuchen die Breite des elektrischen Feldes kleiner als diejenige des magnetischen, auch war das Magnetfeld längs x nicht homogen, sondern für kleine x kleiner als für grosse x. Diese beiden Momente können in dem Sinne wirken, dass die an und für sich kleine Abweichung der Schnittkurve von einer Geraden praktisch noch weiter verkleinert wurde.

Die Annahme, dass die positiven Ionenstrahlen bei ihrer Fortpflanzung in einem Gase eine Transformation in neutrale Molekülstrahlen erfahren, steht demnach mit keinem bis jetzt bekannten experimentellen Resultat in Widerspruch. Sie erklärt ungezwungen, die scheinbare Abnahme der spez. Ladung der positiven Strahlen bei zunehmender Weglänge in einem Gase. Die neutralen Molekülstrahlen dürften auch in den verschiedenen Strahlengattungen enthalten sein, die von Goldstein[1]) unter dem Namen Kanalstrahlen unlängst beschrieben worden sind.

1) E. Goldstein, Verhand. d. D. Physik. Ges. **4**, 67, 239, 1903.

Göttingen, 7. Juli 1903.

Über die Erzeugung sehr hoher Spannungen durch Wechselstrom.

Von W. Wien.

Die Herstellung sehr hoher Spannungen ist für das Studium vieler Erscheinungen in neuester Zeit immer wichtiger geworden. Hochgespannter Gleichstrom lässt sich durch Dynamomaschinen oder Hochspannungsbatterien nur mit sehr hohen Kosten erzeugen und auch hier ist man wohl über 40000 Volt nicht hinausgekommen. Mit der Influenzmaschine kann man allerdings bis 100000 Volt und wohl auch noch höher gelangen, doch sind die hier erzeugten Stromstärken gering und eine erheblich weitere Steigerung der erreichten Spannung erscheint ausgeschlossen.

Nun liefern die neueren Induktionsapparate Spannungen, die einer Funkenlänge von 1 m und darüber entsprechen. Doch sind mit diesen Spannungen exakte Messungen bisher überhaupt noch nicht ausgeführt. Es liegt das in erster Linie daran, dass die bisherigen Unterbrecher sämtlich inkonstant arbeiten und ausserdem der Differentialquotient des Stromes nach der Zeit, von dem die erreichte Spannung abhängig ist, sich unserer Kenntnis entzieht. In dieser Unkenntnis ist auch die ungenügende Übersicht über die Vorgänge an grossen Induktionsapparaten begründet.

Der einzige Weg, die durch den Induktionsapparat erreichbaren hohen Spannungen auch exakten Messungen zugänglich zu machen, scheint mir der zu sein, dass man anstatt des unterbrochenen Gleichstroms Wechselstrom verwendet. Bei Sinusströmen lassen sich die Vorgänge im Stromkreise theoretisch übersehen und exakte Messungen anstellen. Nun liefern unsere Wechselstrommaschinen zwar keine Sinusströme, aber doch solche, die von der Sinusform nicht erheblich abweichen und überdies einer Analyse zugänglich sind.

Wenn man einen grossen Induktionsapparat mit Wechselstrom betreibt, der die üblichen 100 Polwechsel hat, so erreicht man eine Spannung, die im allgemeinen zwischen 30000 und 50000 Volt liegt, wobei man mit einem Strome von 5 — 7 Amp. bei einer Primärspannung von etwa 50 Volt auskommt.

Da nun das Verhältnis der erreichten Sekundärspannung zur Primärspannung in roher Annäherung dem Verhältnis der Windungszahlen der sekundären und primären Spule proportional ist, so lässt sich eine zehnfache Spannung entweder durch Verzehnfachung der Windungszahl der Sekundärspule oder durch Verringerung der Windungszahl der Primärspule auf den zehnten Teil bei derselben Wechselzahl erreichen. Auf dem ersten Wege würde man eine ganz ungefüge und überaus kostbare Sekundärspule, auf dem zweiten eine Verringerung des scheinbaren Widerstandes auf den hundertsten Teil und damit eine hundertfache Steigerung der Stromstärke brauchen.

Wenn man indessen die Wechselzahl des Stromes verzehnfacht, so steigert man wieder den scheinbaren Widerstand auf das Zehnfache, sodass man dann bei Verringerung der Windungszahl der Primärspule auf den zehnten Teil nur den zehnfachen Strom, dabei aber auch Steigerung der Sekundärspannung auf das Zehnfache erhalten muss. Man hat dann den Vorteil, die Sekundärspule der gewöhnlichen Induktionsapparate beibehalten zu können.

Durch diese Erwägungen wurde ich veranlasst, von der Firma Schuckert & Co. in Nürnberg eine Wechselstrommaschine für 1200 Polwechsel in der Sekunde bauen zu lassen, die

bei einer Spannung von ca. 100 Volt 4 Kilowatt zu liefern vermag. Diese Maschine ist von der genannten Firma in ganz vorzüglicher Ausführung geliefert worden. Der Motor ist ein Nebenschlussmotor von 8 P.S.-Leistung und ca. 7 Kilowatt Effektbedarf für eine Spannung von 220 Volt. Die normale Tourenzahl beträgt 2000 in der Minute. Da die Maschine 36 Pole hat, so ist die verlangte Polwechselzahl erreicht. Durch einen Regulierwiderstand lässt sich die Tourenzahl bis auf $^1/_5$ ermässigen.

Der von dieser Maschine gelieferte Wechselstrom wurde ohne weiteren Widerstand in die Primärspule eines Erneckeschen Induktionsapparats von 40 cm Schlagweite geleitet, die nur aus 43 Windungen Kupferdraht von 25 qmm Querschnitt und gewöhnlichem Eisenkern bestehet.

Die erwartete hohe Spannung entwickelte sich ohne Schwierigkeit. Ein ausserordentlich kräftiger Funkenstrom übersprang eine 38 cm lange Luftstrecke zwischen zwei Kugeln. Dabei betrug der Primärstrom 42 Amp. bei 40 Volt. Die hierzu notwendige Magneterregung der Maschine war noch eine verhältnismässig schwache, sie entsprach einer Leerlaufspannung von 65 Volt, betrug also nur genau die Hälfte der maximalen Leerlaufspannung von 130 Volt. Bei stärkerer Magneterregung ging der Funken in eine nach oben ausweichende Flammenentladung über. Die Methode hätte daher ohne weiteres noch weit höhere Spannungen geliefert. Doch mochte ich die Isolation der auf 40 cm bei Funken zwischen Spitze und Platte geprüften Sekundärspule nicht auf eine härtere Probe stellen.

Jedenfalls haben diese Versuche ergeben, dass mit den gebräuchlichen grossen Induktionsapparaten bei passender Primärspule durch eine Wechselstrommaschine von 1200 Polwechseln die mit Unterbrechern zu erreichenden Spannungen ebenfalls zu erreichen sind. Dadurch bietet sich ein Weg, diese hohen Spannungen exakten Messungen zu unterwerfen.

Würzburg, 23. Juni 1903. Physik. Institut.

(Eingegangen 25. Juni 1903.)

Über die Polarität der elektrischen Zerstreuung bei Gewittern.

Von H. Mache.

Eine vollständige Messung der elektrischen Zerstreuung für beide Vorzeichen lässt sich kürzestens in einer Viertelstunde ausführen, wofern man sich der üblichen Methode bedient. Es möge dies die Mitteilung eines Verfahrens rechtfertigen, welches gestattet, fast für den Augenblick den Überschuss der einen Ionengattung über die andere quantitativ festzustellen.

Ein 12 m³ enthaltendes würfelförmiges Holzgestell wurde auf allen Seiten doppelt mit Eisendraht überspannt, so dass quadratische Maschen von 9 cm² Fläche entstanden. Oben war es zum Schutze gegen atmosphärische Niederschläge mit Zinkblech gedeckt. Inmitten dieses Drahtkastens hing eine Radiumelektrode, von welcher ein Draht gut isoliert durch eine 3 m lange und 1 cm weite Eisenröhre in ein Holzhäuschen führte, in dem ein Quadrantelektrometer (Empfindlichkeit 12 Skalenteile für 1 Volt) aufgestellt war. Hier wurde der Draht mit der Nadel des Elektrometers verbunden. Drahtkasten und Röhre waren sorgfältig geerdet. Man beobachtet nun bei schönem Wetter im Vorzeichen wechselnde Anzeigen des Elektrometers, welche selten bis zu einem Volt betragen. Dagegen sind diese Anzeigen sehr beträchtlich, sobald ein Gewitter auftritt. Natürlich ist hierbei, wenigstens bei Nahgewittern, eine gewisse Vorsicht geboten, da die heftigen Schwankungen des Luftpotentials zu Täuschungen Veranlassung geben können. Das Luftpotential musste daher ebenfalls beobachtet werden und es wurde hierzu eine zweite Radiumelektrode verwendet, welche ungeschützt und zwei Meter höher als die Kastenelektrode in grösserer Entfernung von ihr aufgestellt war, und mit einem Elektroskope verbunden werden konnte. Es wurde nun wiederholt — besonders deutlich beim Heran- und Abziehen der Gewitter — im Kasten das Vorhandensein elektrischer Massen konstatiert zu Zeiten, wo das gleichzeitig beobachtete Luftpotential sehr niedrige Werte aufwies und sich entweder gar nicht oder gar in entgegengesetztem Sinne änderte, als zur Deutung der beobachteten Anzeigen als Influenzwirkungen erforderlich wäre. Wiederholt gelang es auf diese Weise, Potentiale im Kasten zu beobachten, welche höher waren als die an der vor Influenz ungeschützten und zudem höher über dem Erdboden gelegenen Elektrode, welche zur Messung des Luftpotentials diente. Auch an eine störende Wirkung des im Drahtkasten verwendeten Radiums im Sinne einer gegen die geerdeten Drähte sich ausbildenden Potentialdifferenz kann in Anbetracht der Grösse des beobachteten Effektes und der im Freien, zumal bei Gewittern, stets vorhandenen Luftströmungen nicht gedacht werden. Ich lasse eine charakteristische Beobachtungsreihe vom 6. IX. 1902 folgen. Sie bezieht sich auf ein kurz andauerndes Gewitter, welches den Beobachtungsort streifte. Die elektrische Thätigkeit, anfangs sehr gering, wurde während kurzer Zeit stark, um dann rasch wieder zu sinken. Die mitgeteilten Beobachtungen fallen in diese letzte Periode.

Zeit	Elektrometer	Elektroskop	
$8^h\ 8^m\ p.$	+ 10 Volt	> — 800 Volt	Schwacher, feiner Regen.
18	+ 1	> — 800	
32	+ 3	+ 40	
58	— 11	— 86	
9^h 5	— 30	— 71	
	+ 2	— 86	
	+ 7	— 71	
	+ 17	— 45	
19	+ 20	— 45	
	+ 23	— 40	
22	+ 24	— 40	
	+ 18	— 40	
28	+ 24	+ 30	
31	+ 5	+ 30	

Ein einfacher Zusammenhang zwischen der Ladung der Luft und dem jeweiligen Potentialgefälle scheint demnach nicht zu bestehen und ist auch nicht zu erwarten. Während nämlich innerhalb des Kastens nur die in der Luft vorhandenen freien Ladungen wirken, wird das äussere Feld durch vier Summanden, durch Erd- und Wolkenladung, durch die Ladung des Niederschlages, endlich aber auch durch die Eigenladung der Luft bedingt und es wird von Fall zu Fall bald der eine, bald der andere dieser Summanden überwiegen können.

Es hat nun meines Wissens zuerst Herr A. Pocchettino[1]) bemerkt, dass bei Gewittern eine starke Polarität in der Zerstreuung auftritt, eine Beobachtung, welche seitdem mehrfach bestätigt wurde. Ist dies der Fall, so muss der Überschuss der einen Ionenart über die zweite als freie Ladung der Atmosphäre zur Geltung kommen und auf die angegebene Weise beobachtet werden können.

Lässt man die oben gegebenen Zahlen als völlig störungsfrei gelten, so schwankte hier die im cbm enthaltene Ladung zwischen — 0,8 und + 0,6 E.S.E. und die Zahl der im cm^3 im Überschuss enthaltenen Ionen zwischen 0 und 1700. Es sind dies Werte, welche nach den Messungen von Herrn H. Ebert[2]) dem absoluten Betrag an Elektrizitätsmenge an gewitterfreien Tagen gleichkommen können.

Es wäre nicht ohne Interesse, derartige Messungen an Orten auszuführen, wo schon bei normalem Wetter eine ausgesprochene Polarität existiert, wie dies auf Berggipfeln der Fall ist.

Um die Ladung der atmosphärischen Niederschläge zu messen, hat Linss vorgeschlagen, einen grösseren Raum durch Drahtnetze gegen Influenzwirkungen der Wolkenladungen und des Erdfeldes zu schützen, um dann mittels eines inmitten des Raumes angebrachten Kollektors das durch die Ladung der fallenden Tropfen hervorgebrachte Potential zu messen.

Nach dem oben Mitgeteilten ist dieses Verfahren, wenigstens bei Gewitterregen, nicht anwendbar, da sich hier Luft- und Regenladung superponieren.

Wien, II. physik. Inst. der k. k. Universität.

(Eingegangen 12. Juli 1903.)

1) Meteorol. Zeitschr. 1901, 542.
2) Physik. Zeitschr. 2, 662, 1901.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Die durch das Ableben des Professors Dr. Hamburger erledigte Dozentenstelle für Mathematik an der Technischen Hochschule in Charlottenburg ist dem bisherigen Privatdozenten Dr. Ernst Steinitz übertragen worden. Dem Privatdozenten für Physikalische Chemie, Professor Dr. K. Schaum-Marburg wurde die venia legendi auch für Physik erteilt; derselbe ist als Assistent am physikalischen Institute thätig.

An der Universität Tübingen habilitierte sich Dr. Rich. Gans-Hamburg für Physik mit der Schrift: „Über Volumänderung von Gasen durch die elektrische Polarisation".

Zu a. o. Professoren wurden ernannt der Privatdozent der Mathematik an der Universität Würzburg Dr. Georg Rost, der Privatdozent der Mathematik v. Weber und der Privatdozent der Physik Korn an der Universität München.

In Wien starb am 18. Juli der Professor der chemischen Technologie an der Hochschule für Bodenkultur, Hofrat Franz Schwackhöfer im 61. Lebensjahre, in Gaildorf der Assistent am chemischen Laboratorium der Stadt Stuttgart Dr. Max Gmelin im Alter von 36 Jahren, in Moskau der Professor der Mathematik N. Bugajew im Alter von 66 Jahren.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 22. 15. August 1903. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 23 am 19. August 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Lehre von der Zerstreuung der Energie.

Von K. v. Wesendonk.

Die Lehre von der Zerstreuung der Energie, welche dem Weltall mit dem Tode droht, ist, wohl nicht zum wenigsten durch einen berühmten populären Vortrag von Helmholtz, auch in Deutschland recht bekannt geworden. Indessen, scheint Verf., hat man W. Thomsons kleine, nur skizzenhaft gehaltene Arbeit[1]), deren Scharfsinn Helmholtz' Bewunderung erregte, nur wenig im Original selbst studiert und deren Resultate eingehender diskutiert. Selbst eine ziemlich scharfe Polemik von Clausius[2]) gegen Tait hat nicht gerade zur Klärung der Auffassungen beigetragen, die doch bei der Wichtigkeit des betreffenden Gegenstandes recht wünschenswert erscheint.

W. Thomson beschäftigte sich bereits frühzeitig[3]), bevor er noch die Lehre von der Erhaltung der Energie angenommen hatte, gelegentlich einer eingehenden Besprechung von Carnots berühmter Schrift, mit der Frage: Wenn lediglich Wärmeübergang durch Leitung fester Körper statthat, was wird dann aus dem mechanischen Effekt, den die vorhandene Temperaturdifferenz (nach Carnot) zu leisten vermag? Nichts könne verloren gehen bei den Vorgängen der Natur, keine Energie könne zerstört werden.[4]) Bei dem damaligen Stande der Wissenschaft sei die Frage noch nicht zu beantworten. Nun that aber Clausius den grossen Schritt und brachte Carnots Theorem in Einklang mit der Lehre von der Erhaltung der Energie im Sinne von Mayer, Joule, Helmholtz. Die Sache gestaltete sich jetzt bekanntlich so: Bei einem Kreisprozesse, wo also das arbeitende System am Schlusse der vorgekommenen Vorgänge keine Veränderung gegen den Anfangszustand aufweist[1]), kann Wärme nur in Arbeit verwandelt werden, falls gleichzeitig ein Wärmeübergang von höherer zu niederer Temperatur eintritt. Den günstigsten Effekt liefert (was aber Clausius zunächst auch nur für zwei Temperaturen zeigte) dabei ein umkehrbarer Kreisprozess, wie Carnot bereits einen angegeben, wenn nur zwei Temperaturen in Betracht kommen. Eine Wärmemenge vollständig in mechanische Arbeit (oder eine entsprechende Energieform) zu verwandeln, geht nicht an[2]), ohne eine kompensierende, zugleich beim arbeitenden System eintretende Veränderung, die also einem absteigenden Wärmestrome von genügender Grösse äquivalent sein muss. Sonst könnte man ja, wenn eine gegebene Wärmemenge glatt in Arbeit aufginge, diese benutzen, um mittels eines

1) On a universal tendency in nature to the dissipation of mechanical energy, Proceed. of. Roy. Soc. Edinb. April 19 1852 und Mathem. and Phys. papers by Sir William Thomson 1, 511—514.

2) Clausius, Mech. Wärmetheorie 2, 319—324, 1879.

3) l. c. 1, 118, Anm. An Account of Carnots theory etc. Edinb. Roy. Soc. 2. January 1849.

4) Erhaltungsideen sind hier also bei Thomson, wie wohl bei manchen Forschern jener Epoche vorhanden, aber es fehlt noch die Überzeugung von der unbedingten Richtigkeit der Mayer-Jouleschen Auffassung des vorliegenden Themas. Carnots fundamentales Theorem von der Konstanz der Wärmemengen wird denn auch von Thomson noch nicht aufgegeben.

1) Und ebenso natürlich, wenn das arbeitende System unveränderlich ist wie l. c. 1, 179 angegeben.

2) Auch nicht etwa durch thermoelektrische Vorgänge (diese Zeitschr. 4, 426, 1903): eine Theorie, die solches gestattete, müsste als hinfällig angesehen werden. Kompetente Autoren nehmen denn auch stets einen kompensierenden absteigenden Wärmestrom an, soviel Verf. bekannt.

Carnotschen Prozesses wieder die ursprüngliche Wärmemenge zu erhalten, und zugleich eine gewisse Wärmemenge von niederer Temperatur auf höhere zu bringen.[1] Scharfsinnigerweise erkannte nun W. Thomson, der inzwischen Clausius' Auffassung durch etwas andere Betrachtungsweise bestätigt hatte[2], die universelle Bedeutung der erschlossenen Gesetze. Wenn Wärme von einem Körper zu einem kühleren übergeht anders als durch eine vollkommene Carnotsche Maschine, so findet wohl eine Vergeudung von dem Menschen disponibler (nutzbarer) Energie statt, aber keine Zerstörung, sondern nur Transformation ist möglich. Wärme, durch einen umkehrbaren Prozess aus Arbeit erhalten, kann zwar ganz wieder in Arbeit zurückverwandelt werden, aber zugleich verlaufen äquivalente Wärmeübergänge. Wenn Wärme durch einen nicht umkehrbaren Prozess erzeugt wird, wie Reibung, so tritt Zerstreuung (Dissipation) von mechanischer Energie ein, eine volle Wiederherstellung des Anfangszustandes ist unmöglich. Nach dem Claususschen Befunde, kann ja von einer so erhaltenen Wärmemenge W, wenn zwei Temperaturen S und T zur Verfügung stehen, nur die Menge $W(1-\frac{T}{S})$ (wo also S die höhere Temperatur bedeutet) durch einen Carnotschen Cyklus wieder in Arbeit verwandelt werden. Bei Thomson steht an Stelle von $\frac{T}{S}$, da er damals die Clausiussche Ansicht über den Wert der Carnotschen Funktion noch nicht angenommen hatte, der Ausdruck

$$R = e^{-\frac{1}{J}\int_T^S \mu\, dt},$$

wo μ die Carnotsche Funktion bezeichnet, J das mechanische Wärmeäquivalent. Diese Grösse R hat Thomson in seiner früheren Abhandlung bereits abgeleitet.[3] R stellt (in beiden Formeln) die unter allen Umständen vergeudete mechanische Energie dar, ausser wenn es gelingt, die vom Kondensator abgegebene (discharged) Wärme noch weiter zu verwenden.[4] In dieser Weise vergeudet ein Motor Energie überall, wo Reibung statthat, sei es durch feste Körper oder Flüssigkeiten in Bewegung, oder auch etwa von Dampf, indem er durch Röhren oder Eintrittsöffnungen strömt. Letzterer Fall wird von Thomson lediglich als ein Beispiel für waste of energy gegeben, sein Ausdruck für R ist von allgemeiner Bedeutung. Dies hat Clausius offenbar übersehen, als er (l. c., S. 324) auf die Grösse R zu sprechen kam. Aber er ist Tait gegenüber im Recht, wenn er behauptet, dieser nur zwei Temperaturen enthaltende Ausdruck bringe gegenüber dem seinigen nichts Neues. Der Fall, dass man mit Hilfe einer kompensierenden Veränderung (Disgregationsvermehrung) Wärme in Arbeit verwandelt, wird von Thomson nicht behandelt, man hat es dann aber auch nicht mehr mit einer Wiederherstellung des Anfangszustandes zu tun. Die kompensierenden Änderungen müssen je einem absteigenden Wärmestrome entsprechen, es ergeben sich also auch hier einseitig gewiss beschränkte Transformationen, die Körperwelt verwandelt sich nur in einem gewissen Sinne ebenso wie bei von selbst erfolgenden Wärmeübergängen. Man kommt auf diese Wege nicht über die Zerstreuung der Energie hinaus.

Thomson betont dann noch speziell, dass bei Verteilung (diffused) der Wärme durch Leitung, mechanische Energie zerstreut wird, die nur unvollkommen wieder herzustellen sei. Er behandelt im Anschluss daran das sehr interessante Problem: Wenn ein Körper (von Wärme nichtdurchlassenden Hüllen umgeben) an verschiedenen Stellen verschiedene Temperaturen aufweist, wieviel mechanische Arbeit lässt sich dann höchstens aus dieser[1] ungleichen Erwärmung gewinnen? Hindert man den direkten Wärmeausgleich, nimmt diesen vielmehr nur durch vollkommene Carnotsche Maschinen vor, so gelangt man schliesslich zu einer gewissen mittleren Temperatur T_m. Dann muss, wenn man die Teile des Körpers, welche von Anfang an die Temp. T_m besitzen, als Kondensatoren für die Carnotschen Maschinen benutzt, diesen Teilen im ganzen weder Wärme zugeführt noch entzogen werden. Wird ein Körperelement $dx\,dy\,dz$ von der Dichte m und Temperatur t und der seinen Änderungsbedingungen entsprechenden spez. Wärme c um dt in seiner Temperatur verändert, so gewinnt man in maximo an Arbeit[2]

$$c\, m\, dx\, dy\, dz\, dt\left(\frac{t-T_m}{t}\right),$$

bei der Abkühlung resp. Erwärmung bis T_m, also

$$\int_{T_m}^{t} c\, m\, dx\, dy\, dz\, \frac{t-T_m}{t}\, dt,$$

1) Clausius weist in seinem populären Vortrage zu Frankfurt a. M. 1869 deutlich auf den Sachverhalt hin. Bei Vorgängen, wie isothermer Ausdehnung von vollkommenen Gasen, kann aufgenommene Wärme theoretisch völlig in Arbeit übergehen, aber es findet durch Ausdehnung des Gases eine kompensierende Disgregationsvermehrung statt. Wo eine solche fehlt, wie bei Kreisprozessen, muss Kompensation durch absteigenden Wärmestrom eintreten.

2) W. Thomson erwähnte am 15. Oktober 1850, dass er von Clausius' Abhandlung vernommen habe, jedoch noch zu keinem näheren Studium derselben gekommen sei (l. c., 1, 173).

3) l. c., 1, 190. On the dynamical theory of heat etc. Transact. Roy. Soc. Edinb. March 1851.

4) Was in neuerer Zeit bei einigen Maschinen wirklich geschieht.

1) Das Problem wird in einer besonderen Abhandlung: On restoration of energy, l. c., 1, 554—558 from Phil. Mag. 3 Febr. 1853 noch besonders behandelt, auch die weitere Aufgabe: Welche mechanische Arbeit ist zu gewinnen, wenn ein Körper auf eine gegebene Temperatur abgekühlt wird?

2) Tait, Heat. London 1895 (Macmillan) S. 345—40.

und dieser Ausdruck ist über alle Körperelemente zu integrieren. Obige Bedingung giebt zur Bestimmung von T_m:

$$\int m\, dx\, dy\, dz\, c\, \frac{T_m}{t} = 0.$$

Die gewonnene Arbeit ist:

$$\int_{T_m}^{t}\int m\, dx\, dy\, dz\, c\, dt.$$

Diese etwas eingehenderen Betrachtungen über die disponible Energie (Motwity von Thomson später genannt) dürften noch besonders gerechtfertigt erscheinen durch eine relativ einfache Ableitung der sogen. Clausiusschen Ungleichung, welche Tait mitgeteilt.[1]) Clausius hat durch ein naheliegendes Missverständnis (l. c., S. 322) die betr. Schlussweise verworfen, aber sie besteht, richtig aufgefasst, doch wohl zu Recht. Haben wir eine Anzahl Körper von verschiedenen Temperaturen T_r, welche Wärmemengen Q_r an ein arbeitendes System während eines Kreisprozesses abgeben resp. davon aufnehmen, so leistet der Cyklus bekanntlich die Arbeit $L = \Sigma Q_r$. Haben wir nun noch einen Körper von der Temperatur T_0 (tiefer als alle T_r) und denken wir uns diesen als den einen Wärmebehälter dienend für vollkommene Carnotsche Maschinen, welche die Wärmemengen Q_r aufnehmen resp. abgeben, ebenso wie beim oben genannten Kreisprozess, von denselben Körpern deren Temperaturen T_r, so ist dabei die mechanische Arbeit zu erhalten

$$A = \Sigma Q_r \frac{T_r - T_0}{T_r} = \Sigma Q_r - T_0 \Sigma \frac{Q_r}{T_r}$$

Nun muss $A > L$ sein, denn sonst könnte man z. B. den ursprünglichen Kreisprozess eine Arbeit L leisten lassen, durch Aufwand eines Teiles von L mit Hilfe der Carnotschen Maschinen die als Wärmespeicher dienenden Körper auf ihre frühere Temperatur zurückbringen, dann wieder den ursprünglichen Kreisprozess vornehmen etc. und dabei immer einen Teil von L als Arbeit gewinnen, wobei nur dem Körper von der Temperatur T_0 Wärme entzogen wird. Es muss also, ausser wenn, wie bei umkehrbarem ursprünglichen Kreise,

$$\Sigma \frac{Q_r}{T_r} = 0$$

ist, der Ausdruck

$$\left(-T_0 \Sigma \frac{Q_r}{T_r}\right)$$

positiv sein, d. h. also $\Sigma \frac{Q_r}{T_r}$[2]) negativ. Die Entwickelung dieses Satzes findet sich aber nirgends in Thomsons Abhandlungen bis inklusive das Jahr 1854. Für umkehrbare Kreisprozesse (resp. Vorgänge ohne Veränderung der arbeitenden Substanz) hat Thomson allerdings bereits 1851[1]) den Satz

$$\Sigma \frac{Q_r}{T_r} = 0$$

angedeutet und später Mai 1854[2]) einen ziemlich komplizierten Beweis gegeben, nach dessen Vorbild dann Herr Karl Neumann die Clausiussche Ungleichung ableitete. Nirgends ist von Thomson eine nähere Betrachtung nicht-umkehrbarer Prozesse in Bezug auf die Grösse $\Sigma \frac{Q_r}{T_r}$ angestellt, und deren Bedeutung hervorgehoben worden, deren Wichtigkeit für die wirklichen Vorgänge doch so gross, schon weil daraus die Vermehrung der Entropie folgt. Warum, wenn Taits Beweis bereits vorgelegen, dann noch im Mai 1854 einen neuen komplizierteren geben und ohne auf die andere (Taitsche) Art der Demonstration hinzuweisen?

Es bleibt Clausius durchaus das grosse Verdienst, die betr. Ungleichung in die Wissenschaft eingeführt und ihre eminente Bedeutung für die Naturvorgänge erkannt zu haben. Das Verkennen eben dieser Ungleichung dürfte auch in England das häufig ungenügende Verständnis der Entropie verschuldet haben. Sagt doch selbst Maxwell[3]): Der Übergang der Wärme etc. vergrössert die Entropie des Systems, Clausius drückt dieses mit den Worten aus: Die Entropie des Systems strebt stets einem Maximum zu. Als ob die Vermehrung der Entropie nicht ein ganz allgemeines Naturphänomen wäre, auch abgesehen von Wärmeübergängen.[4]) Bei den interessanten und nützlichen Diagrammen, welche Maxwell (l. c., S. 215—16), und Tait (l. c., S. 320—22) geben, müsste betont werden, dass sie sich nur auf umkehrbare Vorgänge beziehen, sonst gilt der Satz S. 216: „Es kann also die Entropie nicht wachsen, wenn nämlich die sich verändernde Substanz keine Wärme von der Umgebung aufnimmt", nicht mehr.

Thomson erwähnt dann weiter, „dass, wenn strahlende Wärme oder Licht anders absorbiert wird, als von Vegetation oder bei einer chemischen Aktion, ebenfalls Zerstreuung der Energie eintritt". Die durch Absorption erzeugte Wärme, um welche es sich hier wohl handelt[5]), kann ja

1) Heat, S. 343—44.
2) Dabei beziehen sich allerdings die Tr auf Reservoire, nicht die arbeitende Substanz.

1) l. c., 1, 317 from Proc. Roy. Edinb. Soc. Dez. 1851.
2) l. c., 336—37 from Trans. Roy. Edinb. Soc. May 1854.
3) Maxwell-Neesen, Theorie der Wärme. 1878, S. 187 bis 188, ebenso mangelhaft Perry, Nature **67**, 604, 1903, auch Taits Darstellung ist ungenügend.
4) Man sehe auch die Diskussion über Entropie in den letzten Jahrgängen des Electrician.
5) Man vergleiche l. c., Vol. I p. 505: On the mechanical action of radiant heat or Light etc. from. Proc. Roy. Soc. Edinb. Febr. 1852.

ebensowenig wieder vollständig in mechanische Energie oder äquivalente zurückverwandelt werden, wie solche die aus Reibung oder dergl. entstanden. Die Temperatur der absorbierten Wärme ist tiefer als die der Strahlungsquelle, man hat es mit einem absteigenden Wärmestrom[1]) zu thun. Wie sich chemische Energie und Lebewesen verhalten, ist wohl auch zur Zeit noch nicht völlig aufgeklärt.

Thomson schliesst dann seinen, wie gesagt nur skizzenhaften, Aufsatz mit folgenden allgemeinen Schlüssen:

1. Es ist zur Zeit in der materiellen Welt eine allgemeine Tendenz zur Zerstreuung mechanischer Energie[2]) vorhanden.

2. Wiederherstellung (restoration) mechanischer Energie, ohne mehr als ein Äquivalent von Zerstreuung ist unmöglich in der leblosen, und wahrscheinlich auch der belebten Natur.

3. Die Erde war vor einer endlichen Zeit und wird wieder nach einer endlichen Zeit unbewohnbar für Menschen unter der Herrschaft der zur Zeit bekannten Naturgesetze.

Den Sätzen 1 und 2 wird man auch jetzt noch zustimmen, wie die obigen Betrachtungen wohl ergeben, der Techniker wird daran nichts ändern können. Der dritte Satz bedarf wohl noch näherer Diskussion, auf die aber hier nicht eingegangen werden soll.

---

1) Phosphoreszenzerscheinungen etc. geben wohl nur scheinbare Ausnahmen. Besonderer Besprechung bedürfen vielleicht Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen.

2) Und entsprechend gearteter anderer Energie, die sich theoretisch wenigstens glatt in mechanische Arbeit umwandeln lässt. Die Rolle, welche Becquerelstrahlen und dergl. im Haushalte der Natur spielen, bedarf vielleicht noch der Aufklärung.

(Eingegangen 24. Juli 1903.)

Über das Linienspektrum des Natriums.

Von H. Konen und A. Hagenbach.

Vor kurzem hat Herr Lenard im Zusammenhang mit seiner Untersuchung des elektrischen Bogens auch eine Reihe neuer Paare des Natriumspektrums angegeben, die er in Gestalt von Flammenbildern bemerkte, als er ein Bild des Bogens an Stelle des Spaltes verwendete.[1])

Wir haben nun zum Zwecke einer anderen Arbeit neben den Spektren der übrigen Metalle auch dasjenige des Natriums mit einem kleinen Konkavgitter photographiert und es erscheint nicht ohne Interesse, dass wir dabei auch die von Herrn Lenard entdeckten Linien zum grössten Teil photographieren und messen konnten.

---

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) 11, 636—650, 1903.

Wir prüften das Natriumspektrum in verschiedenen Formen und zwar als Funkenspektrum in Luft sowohl wie in Wasserstoff, letzteres nach der Methode von Eder und Valenta. Ferner benutzten wir eine Gebläseflamme, in die wir ein mit geschmolzenem Natriumcarbonat oder mit ameisensaurem Natrium bedecktes dünnes Kohlestäbchen einführten. Endlich wurde der Kohlebogen in verschiedenen Formen und mit verschiedenen Salzen angewandt. Neben der Photographie wurde okulare Beobachtung mit Prismen und Plangitter angestellt, zuletzt nach der Methode Lenards.

Dabei ergaben alle Beobachtungen, mit Ausnahme derjenigen des Bogens, nur die schon bekannten Linienpaare. Nur auf einigen Aufnahmen von Bogenspektren fanden wir die neuen Linien, deren Wellenlängen wir beifügen. Die Linien erscheinen keineswegs stets in gleicher Stärke, sondern variieren je nach den Entladungsbedingungen. Am günstigsten war der Strom der Akkumulatorenbatterie des Institutes von 72 V. und 6—25 A. Weniger geeignet erwies sich eine Spannung von 220 V. mit 5 bis 25 A. Natriummetall gab unscharfe Bilder mit kontinuierlichem Grunde. Schwer flüchtige Salze liefern, wie schon Lenard angiebt, für das Auge gute Bilder, während für die nur wenige Sekunden dauernde photographische Aufnahme NaS oder $NaBr$ vorzuziehen sind.

Unter allen Umständen haben die Linien jedoch einen sehr unscharfen Charakter und da sie zum Teil in die unmittelbare Nachbarschaft der unscharfen Nebenserie fallen, so wird eine genaue Wellenlängenbestimmung unmöglich. Derselbe Grund bewirkt weiterhin, dass es uns bisher nicht möglich war, die neuen Paare mit einem grossen Rowlandschen Konkavgitter aufzunehmen. Ebensowenig fand sich in älteren Aufnahmen aus dem Besitze von Prof. Kayser, deren Durchsicht er uns gütigst gestattete, eine Spur davon. In unseren Aufnahmen kommen 10 A.-E. auf 0,54 mm. Trotzdem ist die Unschärfe noch so gross, dass man nur mit dem blossen Auge oder mit einer schwachen Lupe die Maxima der Linien erkennen kann. Unter dem Mikroskope bemerkte man nur einen etwa 100 A.-E. einnehmenden schwarzen Grund. Die Messung wurde daher so ausgeführt, dass unter der Lupe mit einer feinen Spitze eine Marke angebracht wurde, auf die wir dann das Mikroskop einstellten. So gewannen wir folgende Zahlen, denen wir zu besserer Orientierung noch die von Kayser und Runge gemessenen Wellenlängen und die Zahlen von Lenard beifügen.

In der Tabelle findet man links die bisher in dem Bereich 5896—447 bekannten Linien, mit Ausnahme der Funkenlinien 4581, 4573, 4570, 4565, 4555 und 4539 von Eder und

Kayser und Runge				Lenard			Konen und Hagenbach	
Hauptserie	unscharfe I. Nebenserie	II. Nebenserie	ausser den Serien	1	2	3	1	3
5896.16 5890.19								
	5688.26 5682.90							
			unscharf nach V 5675.92 5670.40			(5675 70)		(5675 70)
				553			5531.7 5527.1	
					527*			
		5153.72 5149.19						
					510*			
	4983.53 4979.30							
						gesehen		unscharf nach V 4976.1 4973.0
				4919 einmal doppelt gesehen			4913.5 4910.1	
					482*			
		4752.19 4748.36						
					473*			
	4669.4 65.2							4660 unsicher
				4638			4633.1 4629.4	
		4546.03 42.75						
	4500 4494.3							
				447*				

Valenta, rechts die neuen Linien. Die Anordnung ist so, dass man die Reihenfolge der Linien im Spektrum ersehen kann.

Der Vergleich unserer Zahlen mit denjenigen Lenards lässt nun keinen Zweifel, dass wir es mit denselben drei Linien zu thun haben, die er beobachtete. Auch haben wir uns derselben Liniengruppierung angeschlossen, sofern die in der Tabelle nach Lenard angeführte im Sinne Lenards richtig von uns gegeben ist.

Die unter 3 genannten Linien sind, wie Lenard schon angegeben hat, den Paaren der unscharfen Nebenserie dicht angelagert. Sie sind unscharf nach Violett, entsprechen anscheinend dem Paare 5675 und konnten von 4660 ab zwar noch auf den Aufnahmen gesehen, aber nicht mehr gemessen werden.

Die Linien unter 1 sind weniger unscharf und deutlich als Paare zu messen. Ihr Charakter und ihre mit den Linien der anderen Serie regelmässig wechselnde Lage rechtfertigt die Zusammenfassung in eine Serie.

Dagegen gelang es uns nicht, die unter 2 aufgeführten Linien, welche Lenard entdeckt hat, zu photographieren und zu messen. Wir konnten zwar hin und wieder mit dem Auge Linien oder entsprechende kleine, der positiven Kohle aufsitzende Flammenbilder sehen, sind jedoch unsicher, ob dies Natriumlinien waren. Ebensowenig glückte es uns, die oberhalb der Glieder der ersten Nebenserie gelegenen Begleiterpaare zu messen, von denen Lenard angiebt, dass sie weniger deutlich seien, als die nach Violett hin gelegenen, von uns unter 3 gegebenen.

Der Versuch liegt nahe, die neuen Linien in derselben Weise wie die alten in eine Formel zu bringen und so in das bekannte Spektrum einzuordnen. Allerdings will bei der Unsicherheit der Bestimmung der Wellenlängen weder eine sich ergebende Übereinstimmung noch eine Abweichung viel besagen. Trotzdem mögen die Zahlen hier ihren Platz finden, die sich für die unter 1 genannten Linien ergeben. Man hat zunächst die Schwingungszahlen für:

$$\lambda\ 5527,1\ n = 18092,8;$$
$$\lambda\ 5531,6\ n = 18077,7;$$
$$\lambda\ 4973,0\ n = 20108,6\ n = 20366,1;$$
$$\lambda\ 4976,1\ n = 20096,2\ n = 20352,1;$$
$$\lambda\ 4629,4\ n = 21600,8;$$
$$\lambda\ 4633,1\ n = 21584,1.$$

Zu diesen Paaren gehören die Differenzen 15,1; 12,4; 14,0; 16,7, die somit ungefähr unter sich und der Differenz der übrigen Paare, nämlich 17,2 (D-Linien) gleich sind. Rechnet man für die unter 1 genannten Linien die Koeffizienten der Kayser-Rungeschen Formel aus, so ergiebt sich für die ersten Glieder der Paare:

$$n = 24376 - 100278^{-2}\,\nu - 7840^{-4}\,\nu,$$

für die zweiten Glieder:

$$n = 24408 - 101092^{-2}\nu + 560^{-1}\nu,$$

während die beiden ersten Koeffizienten für die beiden Nebenserien lauten:

$$+\left.\begin{matrix}24492\\24510\end{matrix}\right\}\text{ und }-\left.\begin{matrix}110585\\120762\end{matrix}\right\}\text{ resp. }\left.\begin{matrix}24549\\24562\end{matrix}\right\}$$
$$\text{und }-\left.\begin{matrix}110606\\120715\end{matrix}\right\}.$$

Es hat somit den Anschein, als ob die Linien ungefähr an derselben Stelle auslaufen, wie die alten Serien und als ob sie einer ungefähr ebenso gebauten Serie angehörten. In allen Fällen ist für das erste beobachtete Paar $\nu = 4$ zu setzen, man hätte also nach Analogie der sonstigen Erfahrungen keine Paare von grösserer Wellenlänge derselben Serie zu erwarten.

Setzt man endlich in der angegebenen Formel $\nu = 7$, so erhält man $\lambda = 4478$, während Lenard bei 447 eine Linie angiebt, die wir freilich nicht beobachten konnten.

Auf die merkwürdige Analogie, in die das Natriumspektrum durch die neuen Linien zu den Spektren der Heliumgruppe tritt, hat Herr Lenard bereits hingewiesen. Es erscheint uns deshalb als besonders wünschenswert, dass es gelänge, die neuen Serien weiter zu verfolgen und besonders auch die dritte von uns nicht wiedergefundene Serie Lenards genau zu fixieren.

Bonn, den 1. August 1903.

(Eingegangen 4. August 1903.)

Zur Theorie des Kohärers.

Von Erich F. Huth.

Herr Ph. E. Robinson[1]) hat bei seinen Untersuchungen über den elektrischen Widerstand loser Kontakte gefunden, dass bei wiederholter Beanspruchung eines Kohärers durch elektrische Wellen dieser ermüdet wird, d. h. weder so regelmässig noch so stark wie am Anfang reagiert. Dieses Verhalten schreibt er einer Verstärkung der die Kontaktflächen bedeckenden Oxydschicht zu. Eine Ermüdung des Kohärers bei Benutzung von Gleichstrom wurde nicht beobachtet, aber — heisst es in der Arbeit — es wurde auch bei diesen Versuchen der Kohärer nicht so oft auf Kohärereffekt beansprucht, wie bei den Versuchen mit elektrischen Wellen. Wenn sich herausstellen sollte, dass thatsächlich eine Ermüdung des Kohärers, die wesentlich in einer Verdickung der Oxydschicht zu bestehen scheint, nur bei elektrischen Wellen und nicht bei Gleichstrom eintritt, so liegt die Vermutung nahe, dass die bei kräftigen elektrischen Wellen auftretenden Fünkchen zwischen den Kohärerenden diese Verstärkung der Oxydschicht und damit die Ermüdung des Kohärers bewirken. Diese Bemerkung veranlasst mich, folgende Beobachtungen mitzuteilen, die bei Untersuchungen über die Vorgänge im Kohärer im März des Jahres 1902 gemacht wurden und welche erst später, da die Experimente abgebrochen werden mussten, publiziert werden sollten.

Fast alle Arbeiten, die sich mit dem Widerstande loser Kontakte beschäftigten, hatten den Kohärereffekt durch mechanische Veränderungen, wie elektrostatische Anziehung, Anordnung der Teilchen zu zusammenhängenden Ketten oder durch Funkenbildung zu erklären gesucht. Jedoch keine dieser Erklärungen brachte eine vollständige Lösung der Frage, sodass Schlabach[1]) in seinem Referat über den heutigen Standpunkt der Kohärerfrage zu dem Resultate kam: „Causa latet, vis est notissima!"

Die zur Erklärung herangezogenen Vorgänge konnten wohl für eine bestimmte Versuchsanordnung sekundär von grosser Bedeutung sein. Es ermangelte aber in Bezug auf die jeder Kohäreranordnung spezifische Eigentümlichkeit der Nachweis eines primären unter allen Umständen eintretenden Phänomens. Diese allen Kohärern charakteristische Eigenschaft besteht in der sehr geringen Ausdehnung des Dielektrikums, das die Entstehung eines Leitungsstromes verhindert. Die Annahme liegt nahe, die Ursache der Kohärerwirkung in Vorgängen im Dielektrikum zu suchen, da die sehr dünnen Schichten isolierender Substanz die Möglichkeit eines exzeptionellen Verhaltens rechtfertigen. Die Annahme, dass Funken die Kohärenz hervorrufen, dürfte nicht haltbar sein, wenn man bedenkt, dass ein Kohärer in etwa 1,5 m Entfernung auf den Funken anspricht, der an dem Unterbrecher einer elektrischen Glocke entsteht. Die Kleinheit der Energiequelle lässt wohl hier die Existenz von Funken im Kohärer mehr als zweifelhaft erscheinen. Vor allen Dingen aber deutet der Umstand, dass alle Kohärereffekte auch mit Gleichstrom erhalten werden können, darauf hin, dass nicht Funken die wirkende Ursache sind.

Thatsächlich konnten Funken auch nur nachgewiesen werden, wenn die Entfernungen klein und die erregenden Kräfte gross waren, Versuchsbedingungen, unter denen das Auftreten von Funken nichts Wunderbares hat. Auch der photographische Nachweis ist nicht stichhaltig, denn einmal entsprechen die gewählten Versuchsbedingungen, wie schon bemerkt, nicht den fraglichen Verhältnissen und dann sind notwendigerweise kleine Punkte und Streifen auf der Platte kein Beweis für die Existenz von Funken, son-

1) Ph. E. Robinson, Ann. d. Phys. 11, 754, 1903.

1) G. Schlabach, diese Zeitschr. 2, 384, 1901.

dern können ihr Entstehen verschiedenen Ursachen verdanken.

Branly[1]) hat zuerst die Ansicht ausgesprochen und allein vertreten, dass unter dem Einflusse elektrischer Wellen das die einzelnen Teilchen eines Kohärers trennende Dielektrikum eine Modifikation erfahre, die grössere Leitfähigkeit besitze als vorher. Da diese Hypothese in dieser Form nur durch wenige experimentelle Daten gestützt war, so sollte versucht werden, ob nicht neue Experimente ihre Wahrscheinlichkeit erhöhen könnte. Zu diesem Zwecke musste eine Anordnung gewählt werden, die den Einfluss mechanischer Ursachen bei der Kohärenz, wie elektrostatische Anziehung, Bildung zusammenhängender Ketten, womöglich gänzlich ausschloss. Von allen angewendeten Methoden schien die von Eccles[2]) angegebene hierzu am brauchbarsten zu sein. Das Charakteristische dieser Methode besteht darin, dass die Feilspäne des Kohärers dauernd durch die Schläge eines Glockenklöppels in Bewegung gehalten werden, während an den Kohärerelektroden eine konstante Spannung liegt, von solcher Grösse, dass durch sie Kohärenz hervorgerufen wird. In Fig. 1 ist die von mir

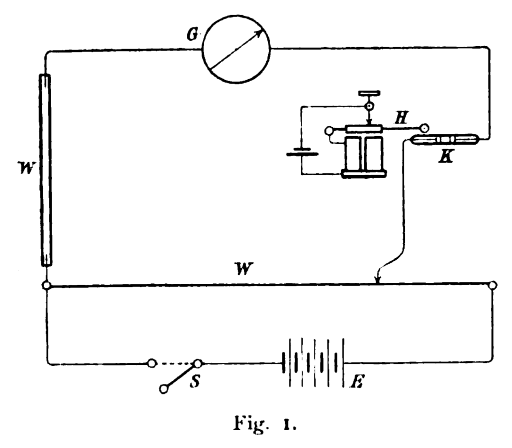


Fig. 1.

verwendete Versuchsanordnung skizziert. *E* ist eine Akkumulatorenbatterie von 5 Elementen, in deren Stromkreis ein Widerstand *W* liegt, von dem, mit Hilfe eines Gleitkontaktes, verschiedene Spannungen abgenommen werden können. *w* ist ein Wasserwiderstand von etwa 10^6 Ohm, *G* ein Deprez-d'Arsonvalgalvanometer von Edelmann. *H* ist der Hammer einer gewöhnlichen elektrischen Glocke, durch welchen der Kohärer *K* in Erschütterungen versetzt wird. Um die Wirkung des Unterbrechungsfunkens auf den Kohärer auszuschalten, wurde die Kontaktstelle mit einem Kästchen aus Eisenblech umgeben. Der Gang der Versuche war folgender. Zuerst wurde der Klöppel *H* in Bewegung gesetzt und darauf der Schalter bei *S* geschlossen. Das Galvanometer zeigte dann einen bestimmten Ausschlag, der durch die Summe der einzelnen Stromstösse hervorgerufen wurde, welche der Kohärer, solange die Kohärenz bestand, hindurch liess. Der Galvanometerausschlag gab so einen Mittelwert aus einer grossen Anzahl von Messungen. Die Angaben des Galvanometers wurden dann für verschiedene Spannungen abgelesen. In den folgenden Kurven sind die Ausschläge als Funktion der Spannung aufgetragen. Man erhält so Kurven, die ein Mass für die Empfindlichkeit des Kohärers sind.

Die untersuchten Kohärer bestanden aus Stahlelektroden und Nickelfeilen. Das Dielektrikum war einmal Paraffinöl, das andere Mal Luft. Bei beiden Kohärern war der Elektrodenabstand sorgfältigst unter dem Mikroskop ermittelt und möglichst genau gleichgemacht. Für jeden Kohärer wurde nicht nur eine Kurve, sondern im Abstande von 5 bis 10 Minuten mehrere Kurven aufgenommen. Sie sind entsprechend ihrer Reihenfolge numeriert. Sowohl für Luft wie für Paraffinöl zeigen die Kurven deutlich das Phänomen der Ermüdung. Bei dem Paraffinölkohärer ist Kurve IV nach 12 Stunden aufgenommen. Sie zeigt eine automatische Regeneration des Kohärers. Beim Luftkohärer wurde Kurve IV erhalten, nachdem

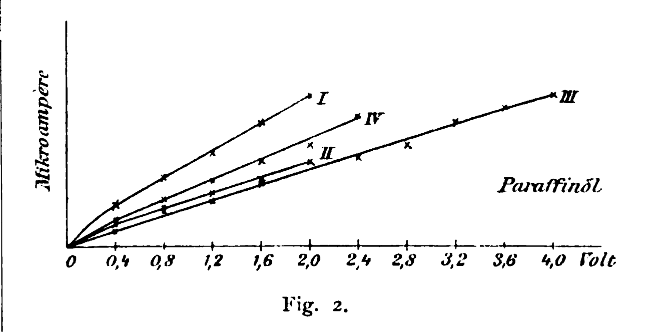


Fig. 2.

dieser vorsichtig geöffnet und dadurch frische Luft zugeführt worden war.

Durch diese Kurven ist zunächst eine Ermüdung des Kohärers nachgewiesen; dann, dass diese Ermüdung auch stattfindet, wenn die Kohärenz durch Gleichstrom hervorgerufen wird. Die anfangs citierte Schlussfolgerung von Herrn Robinson ist somit hinfällig. Ferner aber zeigen die Versuche, dass das Dielektrikum bei dem Zustandekommen der Kohärerwirkung und der Ermüdung eine wesentliche Rolle spielt, denn es ist im Falle des Paraffinölkohärers nicht anzunehmen, dass durch die zwölfstündige Ruhepause, ebensowenig wie im Falle des Luftkohärers durch die Zufuhr von frischer Luft, eine Abnahme der Oxydschicht stattgefunden habe. Auf welche Weise die Ermüdung und

1) Branly, C. R. **111**, 785, 1890; **112**, 90, 1891; Lum. electr. **40**, 301, 1891.
2) W. H. Eccles, Electr. **47**, 682, 715, 1901.

der regenerierende Einfluss zustande kommt, soll hier nicht entschieden werden, da das Versuchsmaterial nicht ausreichend erscheint, doch könnte sich eine Erklärungsmöglichkeit aus den Beobachtungen von Hertz[1]), Wolf[2]) und Kleiner[3]) ergeben. Hertz fand beim Benzin, dass sich seine ursprüngliche hohe Leitfähigkeit auf einen verschwindenden Betrag bringen liess, wenn es als Dielektrikum zwischen Kondensatorplatten gebracht wurde, die wiederholt geladen und entladen wurden. Das Gleiche beobachtete Kleiner am Paraffin. Wolf fand, dass die dielektrische Festigkeit von Gasen zunahm, nachdem eine Reihe von Entladungen sie passiert hatte. Abgesehen hiervon kann man die Funktion des Dielektrikums beim Kohärereffekt etwa folgendermassen darstellen: Die auffallenden elektrischen Wellen oder die an den Kohärerelektroden wirksamen konstanten Potentialdifferenzen, deren Grösse allmählich gesteigert

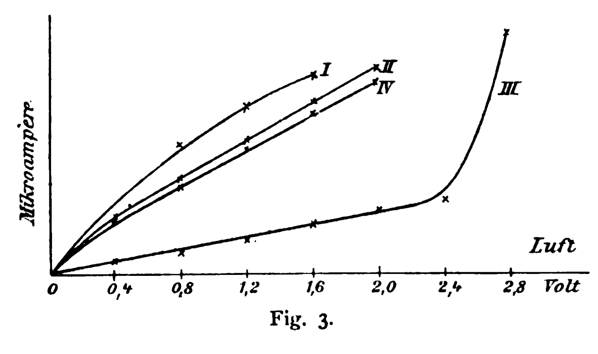


Fig. 3.

wird, rufen eine Ionisation des Dielektrikums und somit seine höhere Leitfähigkeit hervor. Infolge der Kleinheit der isolierenden Schichten sind die dazu nötigen Kräfte relativ gering. Nachdem so die dielektrische Festigkeit des Zwischenmittels gebrochen ist, findet ein Ausgleich der an den Kohärerelektroden befindlichen Spannungen statt, der infolge des dabei zu überwindenden und noch verhältnismässig grossen Widerstandes mechanische und thermische Wirkungen im Gefolge hat, die Oxydschicht durchbricht und die Teilchen aneinander schweisst.

Auf diese Weise dürften sich die beiden widersprechenden Theorien über die Vorgänge im Kohärer vereinigen lassen, denn es ist so durchaus nicht nötig, Schmelzwirkung und Bildung zusammenhängender Ketten dem Auftreten von Funken zuzuschreiben. In gewissem Sinne wird diese Theorie durch folgenden Versuch von Righi[4]) gestützt. In einem kugelförmigen Glasgefäss von etwa 5 cm Durchmesser, das evakuiert ist, stehen sich in einigen Zehnteln Millimetern Entfernung zwei Elektroden aus Platindraht gegenüber. An den Elektroden liegt eine Spannung, die eben nicht hinreicht, um eine Entladung hervorzurufen. Werden in der Nähe des Gefässes elektrische Wellen erregt, so tritt sofort Entladung ein. Besteht andererseits bereits die Entladung, so haben elektrische Wellen eine Erhöhung ihrer Leuchtkraft im Gefolge.

Rostock, Physik. Institut der Universität, den 9./VII. 1903.

(Eingegangen 12. Juli 1903.)

1) H. Hertz, Wied. Ann. **20**, 279, 1888.
2) M. Wolf, Wied. Ann. **37**, 306, 1889.
3) A. Kleiner, Arch. sc. phys. (3) **32**, 282, 1894.
4) A. Righi, Nuov. Cim. (4) **7**, 131, 1898; **8**, 44, 1898.

Über eine neue Art von Licht.[1])

Von R. Blondlot.

Die von einem Entladungsrohr ausgesandten Strahlen werden durch ein Aluminiumblättchen oder einen Schirm von schwarzem Papier filtriert, um die leuchtenden Strahlen zu eliminieren, von denen sie begleitet sein könnten. Indem ich jene Strahlen mit Hilfe ihrer Wirkung auf einen kleinen elektrischen Funken studierte, erkannte ich, dass sie schon von ihrem Ursprunge ab geradlinig polarisiert sind. Weiter konnte ich feststellen, dass ihre Polarisationsebene, wenn sie eine senkrecht zur geometrischen Hauptachse geschnittene Quarzlamelle oder ein Stück Zucker durchdringt, eine Drehung erleidet wie die Polarisationsebene eines Lichtbündels.[2])

Ich suchte dann die Frage zu beantworten, ob man auch eine Drehung der Polarisationsebene erhalten würde, wenn man die Strahlen des Entladungsrohres durch eine Glimmersäule von Reusch gehen liesse; und ich konstatierte in der That eine Drehung von 25° bis 30° in demselben Sinne wie beim polarisierten Licht. Diese Wirkung der Glimmersäule legte den Gedanken nahe, dass eine einzige Glimmerlamelle auch wirken müsse, und dass deren Wirkung die Depolarisation oder vielmehr die Erzeugung der elliptischen Polarisation sein müsse. Und das findet auch wirklich statt. Wenn man eine Glimmerlamelle so anbringt, dass ihre Achse einen Winkel von 45° mit der Wirkungsebene der vom Entladungsrohr ausgesandten Strahlung bildet, so zerstört dieselbe die geradlinige Polarisation; denn die Wirkung auf den kleinen Funken bleibt jetzt sichtlich dieselbe, welches auch das Azimut desselben sei. Legt man auf die erste Glimmerlamelle eine zweite identische so, dass beider Achsen senkrecht zu einander stehen, so zeigen die Strahlen nach dem Durchgange durch diese Kombination wieder geradlinige Polarisation. Dasselbe kann man durch

1) Comptes rendus **136**, 735 ff., 1903.
2) Comptes rendus **136**, 284, 1903 und diese Ztschr. **4**, 435, 1903.

Anwendung eines Babinetschen Kompensators erreichen; also hat man es mit elliptischer Polarisation zu thun.

Wenn der Glimmer die geradlinige Polarisation in elliptische verwandelt, so muss er für die Strahlen, die er in dieser Weise umändert, doppelbrechend sein. Aber wenn die Doppelbrechung vorhanden ist, muss *a fortiori* auch die einfache Brechung existieren. Diese Überlegung veranlasste mich, zu untersuchen, ob ich nicht trotz aller vergeblichen Versuche über die Brechbarkeit der X-Strahlen eine Ablenkung durch ein Prisma erhalten könne. Ich stellte folgendes Experiment an: ein Entladungsrohr sendet durch einen Aluminiumschirm ein Strahlenbündel, welches durch zwei in 3 mm dicke Bleiplatten geschnittene, parallele, senkrechte Spalte begrenzt wird. Der kleine Funke wird seitlich von dem Strahlenbündel in solcher Entfernung aufgestellt, dass er selbst von dem Halbschatten der Strahlung nicht erreicht wird: man erkennt das daran, dass die Zwischenschaltung einer Bleiplatte den Funken nicht vermindert. Dann wird ein gleichseitiges Quarzprisma so in den Strahlenweg gesetzt, dass seine brechende Kante dem Funken abgewendet ist. Wenn dieses Prisma passend orientiert ist, so wird der Funke viel glänzender; nimmt man es weg, so wird er wieder schwach. Diese Erscheinung rührt sicher von Brechung der Strahlen durch das Prisma her; denn wenn man letzteres anders orientiert oder durch eine planparallele Quarzplatte ersetzt, erhält man keinen Effekt. Man kann dieses Experiment auch in folgender Weise anstellen: man lässt das Strahlenbündel direkt auf den kleinen elektrischen Funken fallen, dann lenkt man es mit Hilfe des Prisma ab, und wenn man nun durch seitliches Verschieben des Funkens das Strahlenbündel wieder sucht, so findet man es wie einen Lichtstrahl nach dem dicken Ende des Prisma abgelenkt.

Nachdem die Brechbarkeit nachgewiesen war, habe ich versucht, die Strahlen durch eine Quarzlinse zu konzentrieren. Das Experiment gelingt sehr leicht; man erhält das Bild der Antikathode, das an Grösse und Distanz ausserordentlich scharf bestimmt werden kann, mit Hilfe des Aufleuchtens des kleinen Funkens.

Die Existenz der Refraktion machte auch die der regulären Reflexion ausserordentlich wahrscheinlich. Sie ist in der That vorhanden. Ich erzeugte mit Hilfe einer Quarzlinse oder einer Linse, die aus einer sehr dünnen Hornschicht bestand, welche mit Terebenessenz gefüllt war, einen der Antikathode konjugierten Brennpunkt. Dann brachte ich eine schief gestellte polierte Glasplatte in das Strahlenbündel und erhielt jetzt einen anderen Brennpunkt, der zum ersten in Bezug auf die Glasplatte genau symmetrisch lag. Mit einer matten Glasplatte erhält man keine regelmässige, sondern diffuse Reflexion.

Wenn man die Hälfte einer Glasplatte matt macht, so hält dieselbe die Strahlung auf, die polierte Hälfte nicht.

Die Anwendung einer Linse erlaubt, die Experimente über die Brechung durch das Prisma unter viel genaueren Bedingungen zu wiederholen, indem man Newtons Anordnung benutzt, um ein reines Spektrum zu erhalten.

Aus dem Vorhergehenden folgt, dass die Strahlen, die ich hier studiert habe, keine Röntgenstrahlen sind; denn letztere erleiden weder Reflexion noch Brechung. Also zeigt der kleine elektrische Funke eine neue Art von Strahlen, die von der Entladungsröhre ausgesandt werden: diese Strahlen durchdringen Aluminium, schwarzes Papier, Holz etc.; sie sind von ihrem Entstehungspunkte ab geradlinig polarisiert, sind einer elliptischen Polarisation und der Drehung der Polarisationsebene fähig, werden gebrochen, reflektiert und zerstreut; aber sie erzeugen weder Fluoreszenz noch photographische Wirkung.

Ich habe unter diesen Strahlen einige zu erkennen geglaubt, deren Brechungsindex nahezu 2 ist; aber es existiert wahrscheinlich ein ganzes Spektrum; denn bei den Experimenten über Refraktion durch ein Prisma zeigt das abgelenkte Strahlenbündel eine beträchtliche Winkelausdehnung. Die Untersuchungen über diese Dispersion sowie über die Wellenlänge stehen noch aus.

Indem man nach und nach die Stärke des die Induktionsspule speisenden Stromes herabsetzt, erhält man die neuen Strahlen selbst dann noch, wenn keine Fluoreszenz des Entladungsrohres mehr vorhanden und letzteres in der Dunkelheit ganz unsichtbar geworden ist; allerdings sind die Strahlen dann schwächer. Man kann sie auch mit Hilfe einer Elektrisiermaschine von einigen Millimetern Funkenlänge erhalten.

Ich habe kürzlich den Röntgenstrahlen Polarisation zugeschrieben; dieselbe ist in Wirklichkeit den neuen Strahlen eigen. Es war unmöglich, vor der Beobachtung der Refraktion diese Verwechslung zu vermeiden; und erst nach der Beobachtung der Refraktion habe ich mit Bestimmtheit erkennen können, dass ich es nicht mit Röntgenstrahlen, sondern mit einer neuen Art von Licht zu thun hatte.

Es ist interessant, das Vorangehende mit der Meinung Herrn H. Becquerels zu vergleichen, dass, in gewissen Experimenten, Erscheinungen, die denen identisch sind, welche Brechung und totale Reflexion ergeben, auch durch leuchtende Strahlen erzeugt werden könnten, die durch Aluminium hindurchgegangen sind.[1])

1) Comptes rendus **132**, 739.

(Aus dem Französischen übersetzt von Th. Röseler.)

Über die Existenz von in der Auerflamme enthaltenen Strahlen, die Metalle, Holz etc. durchdringen.[1])

Von R. Blondlot.

Wie ich festgestellt habe, sendet ein Entladungsrohr dem Lichte analoge Strahlen aus, welche Metalle, Holz etc. durchdringen.[2]) Unter diesen Strahlen giebt es einige, deren Brechungsexponent für Quarz ungefähr 2 beträgt. Andererseits ist der Brechungsexponent des Quarzes für Reststrahlen des Steinsalzes (*KCl*), die von Herrn Rubens entdeckt sind, genau 2,18. Diese Ähnlichkeit der Brechungsexponenten hat den Gedanken nahe gelegt, dass die Strahlung, die ich in der Emission eines Entladungsrohres beobachtet habe, den Rubensstrahlen benachbart ist, und dass sie folglich auch wohl in der Auerflamme vorhanden sein könnte, welche die Rubens-Strahlung emittiert. Ich habe folgendes Experiment gemacht: ein Auerbrenner wird in eine Art von Eisenblechlaterne gesetzt, die allseitig geschlossen ist, mit Ausnahme von Öffnungen zum Abzuge der Verbrennungsgase und zum Eintritt der Luft, sodass kein Licht entweichen kann. Ein rechteckiges Fenster von 4 cm Breite und 6,5 cm Höhe, das sich in Höhe des leuchtenden Strumpfes befindet, ist durch ein ungefähr 0,1 mm dickes Aluminiumblatt geschlossen. Der Cylinder des Auerbrenners besteht aus Eisenblech; in demselben befindet sich ein 2 mm breiter und 3,5 cm hoher Spalt gegenüber dem leuchtenden Strumpf, sodass die von diesem ausgesandte Strahlung gerade auf das Aluminiumfenster fällt. Ausserhalb der Laterne stellt man vor dem Aluminiumfenster eine bikonvexe Quarzlinse auf, deren Brennweite für gelbes Licht 12 cm beträgt. Hinter dieser Linse befindet sich der kleine früher beschriebene Funke. Dieser Funke wird von einer ausserordentlich schwachen Induktionsspule erzeugt, die mit einem sehr regelmässig arbeitenden Unterbrecher ausgerüstet sein muss.

Wenn die Entfernung p zwischen Linse und Spalt 26,5 cm war, so konnte man mit Hilfe des kleinen Funkens in einer Entfernung $p' = 13{,}9$ cm einen scharf bestimmten Brennpunkt feststellen. In diesem Brennpunkte nimmt der Funke einen beträchtlich helleren Glanz an als in allen nachbarlich um ihn herumliegenden Punkten. Die Entfernung dieses Punktes von der Linse konnte auf 3 oder 4 mm genau bestimmt werden. Das Dazwischenschieben einer Blei- oder Glasplatte von 4 mm Dicke lässt die Wirkung auf den Funken verschwinden. Indem man die Strecke p beliebig verändert, erhält man andere Werte p'. Setzt man diese Werte in die Linsenformel ein, so ergiebt sich als Wert des Brechungsindex 2,93. Es ist dies ein Mittelwert aus mehreren Bestimmungen, die so gut übereinstimmen, als man es hier vom Grade der Genauigkeit dieser Beobachtungen erwarten konnte. Analoge Experimente mit einer anderen Quarzlinse, deren Brennweite für gelbes Licht 33 cm betrug, ergab als Brechungsexponent 2,942.

Im weiteren Verlaufe dieser Experimente habe ich die Existenz von drei anderen Strahlenarten konstatiert, für welche der Brechungsexponent des Quarzes die resp. Werte hat: 2,62; 2,436; 2,29. Alle diese Brechungsexponenten sind grösser als 2, wodurch folgende Erscheinung erklärt wird: setzt man in den Weg der von der Linse ausgehenden Strahlen ein Quarzprisma mit einem brechenden Winkel von 30^0 derart, dass die Strahlen normal auf eine der brechenden Flächen fallen, so erhält man kein gebrochenes Strahlenbündel.

Die von einem Auerbrenner ausgesandten Strahlen, die eine Aluminiumplatte durchdrungen haben, werden von einer matten Glasplatte diffus, von einer polierten nach dem Reflexionsgesetz reflektiert.

Diese Strahlen durchdringen mit Ausnahme des Steinsalzes alle Substanzen, deren Transparenz ich untersucht habe, wenn dieselben unter 3 mm dick sind. Auch Blei unterhalb einer Dicke von 0,2 mm, Platin unterhalb einer solchen von 0,4 mm und Wasser. Ein Blatt Cigarettenpapier, das im trockenen Zustande vollständig durchscheinend ist, wird absolut undurchsichtig, wenn es mit Wasser getränkt wird.

Von den Körpern, welche die in Rede stehenden Strahlen durchdrungen haben, führe ich folgende an: Stanniol, Kupfer- und Messingblättchen von 0,2 mm Dicke, Aluminium von 0,4 mm Dicke, eine Stahllamelle von 0,05 mm, Silber von 0,1 mm, ein Heft, das 21 Goldblättchen enthielt, eine Glasplatte von 0,1 mm, eine Glimmerplatte von 0,15 mm, isländischen Doppelspat von 4 mm Dicke, eine Paraffinplatte von 1 cm, ein Buchenbrett von 1 cm, eine schwarze Kautschukplatte von 1 mm Stärke etc. Flussspat ist unterhalb einer Stärke von 5 mm wenig durchlässig, ebenso Schwefel unterhalb 2 mm und Glas unterhalb 1 mm. Ich gebe diese Resultate nur als vorläufige Anzeige; denn es ist der Existenz der 4 Strahlenarten, die ja verschiedene Eigenschaften haben können, nicht Rechnung getragen worden.

Es wird von hohem Interesse sein, zu untersuchen, ob nicht andere Quellen, besonders die Sonne, analoge Strahlen aussenden, und auch, ob diese Strahlen keine Wärmewirkung haben.

1) Comptes rendus **136**, 1120, 1903.
2) Comptes rendus **136**, 735, 1903; diese Zeitschr. **4**, 596, 1903.

Sollen nun diese Strahlen als den Rubensstrahlen benachbart angesehen werden? Der gemeinsame Ursprung beider aus der Auerflamme ist dieser Meinung günstig, die Undurchlässigkeit des Steinsalzes und des Wassers ist es auch. Andererseits aber definiert der Umstand, dass gewisse Körper für Rubensstrahlen undurchlässig, für *N*-Strahlen durchlässig sind, aller Wahrscheinlichkeit nach zwei verschiedene Arten von Strahlen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Th. Röseler.)

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Über neue Quellen von Strahlen, die fähig sind, Metalle, Holz etc. zu durchdringen, und über neue Wirkungen, welche diese Strahlen hervorbringen.[1])

Von R. Blondlot.

Indem ich untersuchte, ob Strahlen, analog den kürzlich von mir in dem Lichte eines Auerbrenners nachgewiesenen auch in anderen Licht- und Wärmequellen vorhanden seien, habe ich folgende Thatsachen festgestellt. Die Flamme eines ringförmigen Gasbrenners sendet solche Strahlen aus. Es ist indessen ratsam, den Lampencylinder der Absorption wegen abzunehmen. Ein Bunsenbrenner erzeugt diese Strahlung nicht nachweisbar. Lamellen von Eisen oder Silber, die mit Hilfe eines dahinter gestellten Bunsenbrenners bis zur eintretenden Rotglut erhitzt werden, liefern fast ebensoviel dieser Strahlung wie ein Auerbrenner.

Eine polierte Silberlamelle wurde so aufgestellt, dass sie einen Winkel von 45^0 mit der Horizontalebene bildete. Wenn diese Lamelle mit Hilfe eines Bunsenbrenners bis zur Rotglut erhitzt wurde, so sendete ihre obere Fläche Strahlen aus, die denen des Auerbrenners analog waren: nachdem ein horizontales Bündel dieser Strahlen zwei Aluminiumplättchen von einer Gesamtdicke von 0,3 mm oder Blättchen von schwarzem Papier etc. durchdrungen hatte, wurde es durch eine Quarzlinse konzentriert; mit Hilfe eines kleinen elektrischen Funkens konnte man jetzt vier Brennebenen nachweisen. Ich konstatierte ausserdem, dass die Wirkung auf den Funken viel stärker war, wenn derselbe vertikal orientiert war, d. h. in der Emissionsebene, als senkrecht zu derselben: die neuen durch die polierte Platte ausgesandten Strahlen sind also ebenso polarisiert wie die in derselben Zeit ausgesandten Licht- und Wärmestrahlen. Wurde die Silberlamelle mit Russ bedeckt, so vergrösserte sich die Intensität der Emission, aber die Polarisation verschwand.

Diese Beobachtungen legen den Gedanken nahe, dass solche Strahlen, die Metalle etc. durchdringen, eine sehr allgemeine Erscheinung sind, da sie sich auch in der Emission gewöhnlicher Licht- und Wärmequellen finden. Der Abkürzung halber werde ich diese Strahlen von jetzt ab mit dem Namen *N*-Strahlen bezeichnen (Anfangsbuchstabe von Nancy, in welcher Stadt diese Untersuchungen angestellt wurden). Ich möchte hervorheben, dass diese *N*-Strahlen eine grosse Mannigfaltigkeit von Strahlen umfassen: während der Brechungsindex bei den von einem Auerbrenner kommenden grösser als 2 ist, beträgt er bei einigen der von einer Crookesschen Röhre ausgehenden weniger als 1,52; denn wenn man ein Bündel dieser Strahlen unter senkrechter Incidenz auf eine der brechenden Flächen eines Quarzprismas fallen lässt, so erhält man hinter letzterem ein sehr ausgebreitetes Strahlenbündel. Bisher war der kleine elektrische Funke das einzige Mittel, die *N*-Strahlen nachzuweisen. Ich legte mir die Frage vor, ob der elektrische Funke hier als ein elektrisches Phänomen, oder ob er lediglich als das Leuchten einer kleinen Gasmasse betrachtet werden müsse. Wenn die letztere Annahme richtig war, müsste man den elektrischen Funken durch eine Flamme ersetzen können. Ich habe dann am Ende einer Röhre, die eine sehr feine Mündung hatte, eine sehr kleine Flamme erzeugt, die gänzlich blau war. Mit Hilfe derselben konnte ich dann die Gegenwart der *N*-Strahlen nachweisen: wenn die Flamme von *N*-Strahlen getroffen wird, leuchtet sie kräftiger und weisser. Das Ab- und Zunehmen dieses Leuchtens erlaubt, in den durch eine Quarzlinse gegangenen Strahlen vier Brennpunkte nachzuweisen. Diese vier Brennpunkte sind identisch mit denen, die durch den elektrischen Funken festgestellt wurden. Damit ist gezeigt, dass sich die kleine Flamme den *N*-Strahlen gegenüber so verhält wie der elektrische Funke, nur kann man durch dieselbe die Polarisation der Strahlen nicht nachweisen.

Um die Veränderung sowohl der Flamme als auch des Funkens leichter nachweisen zu können, beobachtete ich beide durch ein 25 bis 30 mm vor ihnen aufgestelltes Mattglas. Dadurch erhielt ich an Stelle des kleinen glänzenden Punktes einen viel schwächer leuchtenden Fleck von ungefähr 2 cm Durchmesser, dessen Intensitätsänderungen das Auge leichter bemerkt.

Die Wirkung eines leuchtenden Körpers auf eine Flamme ist sicher eine sehr allgemeine Erscheinung: wenn dieselbe bis jetzt unbemerkt geblieben ist, so ist der Grund dafür wohl der, dass das Licht der Quelle verhinderte, die Intensitätsschwankungen der empfangenden Flamme zu bemerken.

Kürzlich habe ich einen anderen Effekt der *N*-Strahlen konstatiert. Diese Strahlen sind

[1]) Comptes rendus **136**, 1227, 1903.

zwar unfähig, in sonst als phosphoreszierend bekannten Körpern Phosphoreszenz zu erregen; aber wenn ein vorher durch gewöhnliches Licht phosphoreszierend gemachter Körper von *N*-Strahlen getroffen wird, so nimmt sein Phosphoreszenzlicht beträchtlich an Stärke zu, namentlich wenn es in den einen der Brennpunkte der Quarzlinse gebracht wird. Indessen ist weder der Beginn noch das Ende dieser Erscheinung augenblicklich. Von allen Wirkungen, welche die *N*-Strahlen hervorrufen, ist diese die am leichtesten nachzuweisende. Diese Eigenschaft der *N*-Strahlen ist analog der, welche die von Edmond Becquerel entdeckten roten und ultraroten Strahlen zeigen; sie ist auch analog der Wirkung der Wärmestrahlen auf die Phosphoreszenz; indessen habe ich bis jetzt nicht die schnellere Erschöpfung der Phosphoreszenz unter dem Einfluss der *N*-Strahlen beobachtet.

Die Verwandtschaft dieser *N*-Strahlen mit den Strahlen von grosser Wellenlänge scheint sicher zu sein. Ebenso sicher ist andererseits, dass die Fähigkeit dieser Strahlen, Metalle zu durchdringen, sie von allen bis jetzt bekannten Strahlen unterscheidet. Es ist sehr wahrscheinlich, dass die *N*-Strahlen die fünf Strahlenoktaven umfassen, die zwischen den Rubensstrahlen und den elektromagnetischen Strahlen kürzester Wellenlänge liegen. Ich habe mir vorgenommen, das nachzuweisen.

(Aus dem Französischen übersetzt von Th. Röseler.)

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Über die Existenz von Sonnenstrahlen, die durch Metalle, Holz etc. hindurchgehen.[1]

Von R. Blondlot.

Ich habe kürzlich gezeigt, dass die meisten künstlichen Licht- und Wärmequellen Strahlen aussenden, die fähig sind, Metalle und eine grosse Anzahl von sonst undurchsichtigen Körpern zu durchdringen.[2] Es war wichtig, zu untersuchen, ob solche Strahlen, die der Abkürzung wegen *N*-Strahlen genannt wurden, auch von der Sonne ausgesandt werden.

Wie ich gezeigt habe, wirken die *N*-Strahlen auf phosphoreszierende Körper so, dass sie die schon vorhandene Phosphoreszenz beträchtlich lebhafter machen, analog wie die roten und ultraroten Strahlen, die von Edmond Becquerel entdeckt worden sind. Diese Wirkung der *N*-Strahlen wurde benutzt, um ihre Existenz in der Sonnenstrahlung nachzuweisen.

Ein vollständig geschlossenes und dunkles Zimmer hat ein den Sonnenstrahlen ausgesetztes Fenster, das durch einen 15 mm dicken Laden von Eichenholz geschlossen ist. Im Innern des Zimmers befindet sich, ungefähr 1 m vom Laden entfernt, eine dünnwandige Glasröhre mit phosphoreszierender Substanz, die vorher schwach bestrahlt worden war. Wenn man jetzt eine dünne Bleiplatte oder nur die Hand in den Weg der Strahlen zwischen Fenster und Glasröhre bringt, in ganz beliebiger Entfernung von der letzteren, so sieht man die Phosphoreszenz geringer werden, während sie wieder stärker wird, sobald man das Hindernis entfernt hat. Ich hoffe, die Einfachheit dieses Experiments wird viele Leser veranlassen, es zu wiederholen. Die einzige hierbei zu beachtende Vorsicht ist die, dass man den phosphoreszierenden Körper vorher nur kurze Zeit dem Lichte aussetzt, damit seine Phosphoreszenz von vornherein nicht zu stark sei; es ist auch vorteilhaft, dauernd ein Blatt schwarzen Papiers so anzubringen, dass durch das Dazwischenbringen des Metallschirmes der Grund nicht verändert werde, auf welchem man die Glasröhre beobachtet. Die Intensitätsschwankungen des Leuchtens sind besonders leicht an den Konturen des leuchtenden Fleckes auf dem dunklen Hintergrunde zu erblicken: wenn man die *N*-Strahlen abblendet, verlieren diese Konturen an Schärfe, wenn man den Metallschirm wieder entfernt, gewinnen sie dieselbe wieder. Indessen scheinen diese Veränderungen nicht augenblicklich vor sich zu gehen. Wenn man zwischen Fensterladen und Glasröhre eine Eichenbohle von 3 cm Dicke oder mehrere Platten von Aluminium oder Karton einschiebt, so wird die Erscheinung nicht verhindert; folglich ist jede Möglichkeit einer Einwirkung der sogenannten strahlenden Wärme ausgeschlossen. Eine dünne Wasserschicht hingegen hält die *N*-Strahlen vollständig auf, und leichtes Gewölk, das vor der Sonne vorüberzieht, vermindert ihre Wirkung beträchtlich.

Die von der Sonne ausgesandten *N*-Strahlen können durch eine Quarzlinse konzentriert werden; mit Hilfe der phosphoreszierenden Substanz konstatiert man mehrere Brennpunkte, deren Lage ich allerdings noch nicht mit genügender Genauigkeit festgestellt habe. Die *N*-Strahlen der Sonne erleiden durch eine polierte Glasplatte eine regelmässige Reflexion und durch eine Mattglasplatte werden sie diffus zurückgeworfen.

Genau so wie die von einer Crookesschen Röhre oder einer Flamme oder einem leuchtenden Körper emittierten Strahlen wirken auch die von der Sonne ausgesandten auf einen elektrischen Funken oder eine kleine Flamme, indem sie deren Glanz erhöhen. Diese Erscheinungen sind sehr leicht zu beobachten, besonders, wenn man eine Mattglasplatte in der früher angegebenen Weise anwendet. Die Anwendung der kleinen Flamme ist bei weitem

1) Comptes rendus **136**, 1421, 1903.
2) Comptes rendus **136**, 1227, 1903; diese Zeitschr. **4**, 600, 1903.

das bequemste und genaueste Verfahren, die Lage der Brennpunkte zu bestimmen; es ist schwerer, mit dem Funken zu operieren, weil derselbe selten regelmässig genug ist.

Es sei hier der Inhalt einer Stelle eines Briefes mitgeteilt, den Herr Gustave Le Bon so freundlich war, an mich zu schreiben.

Herr Gustave Le Bon hat vor sieben Jahren gezeigt, dass die Flammen ausser der von ihm seither konstatierten radioaktiven Emanation noch Strahlen von sehr grosser Wellenlänge aussenden, die fähig sind, Metalle etc. zu durchdringen. Er nannte diese Strahlen „schwarzes Licht". Aber ob er schon diesen Strahlen einen Platz zwischen dem Lichte und der Elektrizität anwies, so hatte er ihre Wellenlänge doch nicht exakt gemessen, und das Mittel ihres Nachweises war ausserdem sehr unsicher.

Dieses Mittel war die Photographie; ich selber habe keine photographische Wirkung der von mir untersuchten Strahlen nachweisen können.

(Aus dem Französischen übersetzt von Th. Röseler.)

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Bestimmung der Wellenlänge der N-Strahlen durch Beugung.[1])

Von G. Sagnac.

Es wird sich in dieser Note einzig um die von Herrn Blondlot entdeckten N-Strahlen handeln, welche von leuchtenden Körpern (Auerbrenner etc.) ausgesendet werden, durch Luft und Quarzlinsen gehen, in letzteren Brechung erleiden und sich an einem kleinen elektrischen Funken bemerkbar machen. Diese Strahlen sind ganz neu, da ihr Brechungsindex im Quarz nahezu 3 ist und sie andererseits vor der Quarzlinse befindliche Aluminiumblättchen durchdringen.

Ich werde zeigen, dass diese Strahlen in den Experimenten Herrn Blondlots an der Linsenöffnung Beugung erleiden, mit deren Hilfe man die Wellenlänge der N-Strahlen bestimmen kann.

1. Die vier Gruppen von N-Strahlen des Herrn Blondlot. — Herr Blondlot findet, dass eine bikonvexe Quarzlinse die N-Strahlen so bricht, dass sie von einem Spalt F_0 ein relles Bild F giebt, dessen Lage in allen Fällen dem Gesetz der konjugierten Brennpunkte genügt

$$\frac{1}{R_0}+\frac{1}{R}=(N-1)k=\frac{1}{\varphi} \qquad (1)$$

und er leitet daraus nach sehr sicherer Methode den Brechungsexponenten des Quarzes für diese N-Strahlen ab:

$$N=2{,}942.$$

1) Comptes rendus **136**, 1435, 1903.

In Verlaufe seiner Versuche hat er die Existenz von drei anderen Bildern festgestellt, F_1, F_2, F_3, die auch auf der Achse der Linse liegen und das Hauptbild F immer begleiten. Er nimmt an, dass diese 3 Bilder durch Brechung von drei anderen Arten N-Strahlen entstehen, deren Brechungsexponenten dann sein würden:

$$n_1=2{,}62 \qquad n_2=2{,}436 \qquad n_3=2{,}29.$$

Danach ist leicht einzusehen, dass, wenn r die Entfernung des Mittelpunktes O der Linse von irgend einem der 3 Bilder F_1, F_2, F_3 ist, die 3 Brechungsexponenten der Beziehung zwischen konjugierten Brennpunkten, die ja durch Hypothese angenommen werden, genügen müssen:

$$\frac{1}{R_0}+\frac{1}{r}=(n-1)k. \qquad (2)$$

Aus den Gleichungen (1) und (2) ergiebt sich durch Subtraktion

$$\frac{1}{R}-\frac{1}{r}=(N-n)k.$$

2. Die letzten drei Arten der N-Strahlen haben nach meiner Meinung keine wirkliche Existenz. — Das Auftreten der drei Spaltbilder F_1, F_2, F_3 erklärt sich durch Beugung der Hauptstrahlung N, für welche der Brechungsexponent im Quarz N ist.

Wenn eine Linse von einem Punkte F_0 ein reelles Bild F giebt, so erzeugt sie zu gleicher Zeit durch Beugung an der Linsenöffnung längs der Achse eine Reihe von Intensitätsmaxima, die mit wachsender Entfernung von dem Brennpunkte F abnehmen. Nach meiner Meinung sind die drei Bilder F_1, F_2, F_3, die Herr Blondlot jenseits des Brennpunktes F beobachtet, nichts anderes als die ersten drei Beugungsmaxima. Ebenso müssen drei Beugungsmaxima auf der entgegengesetzten Seite des Brennpunktes F existieren, und Herr Blondlot muss sie beobachten können, falls nicht eine zufällige Komplikation es verhindert.

Wenn meine Erklärung richtig ist, so müssen r_1, r_2, r_3, die resp. Entferungen der drei Bilder F_1, F_2, F_3 vom Linsencentrum O, der durch die Beugungsgesetze geforderten Bedingung genügen, die ich in einer kürzlich veröffentlichten Überlegung auf folgende Form gebracht habe

$$\frac{N-n_1}{3}=\frac{N-n_2}{5}=\frac{N-n_3}{7}=\frac{\lambda}{ks^2},\text{[1])}$$

wo $2s$ der Durchmesser der Linse ist.

Für die von Herrn Blondlot gefundenen Werte von N, n_1, n_2, n_3 ergiebt der Bruch $\frac{N-n}{h}$ resp. 0,107; 0,101; 0,093.

Diese Werte stimmen genügend überein; denn mit wachsendem r wird das Maximum

1) Société de Physique, 18. Mai 1903.

weniger stark und folglich weniger scharf und also auch die r mit wachsendem Index weniger genau zu bestimmen.

Die vorgeschlagene Theorie ist also richtig; und es ist somit erlaubt, die N-Strahlen als aus einer einzigen mehr oder weniger engen Spektralbande bestehend anzusehen, welche dem mittleren Brechungsexponenten $N=2,942$ und einer Wellenlänge λ entspricht, die ich jetzt berechnen will.

3. Die Wellenlänge der N-Strahlen in Luft. — Aus der Beziehung

$$\frac{N-n}{h}=0,10$$

folgt

$$\lambda=\frac{ks^2}{10}.$$

Da die Fokaldistanz φ_D der Quarzlinse 33 cm und der Brechungsindex für gelbes Licht $n_D=1,54$ ist, so hat man

$$\frac{1}{k}=(n_D-1)\,\varphi_D=0,54\,.\,33\text{ cm}.$$

Herr Blondlot hat den Durchmesser $2s$ der Linse nicht angegeben. Er scheint ungefähr 4 cm gewesen zu sein. Mit dieser Zahl findet man

$$\lambda=0,2\text{ mm}.$$

Dieser Wert ist fast das Vierfache der Wellenlänge 0,06 mm der längsten Rubensstrahlen. Man wird den Wert von λ auf $^1/_{10}$ genau haben, wenn man die Durchmesser $2s$ der Linse genau kennen wird.

(Aus dem Französischen übersetzt von Th. Röseler.)

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von A. Gockel.

Durch die Untersuchungen der Herren Elster und Geitel, Bloch und Harms scheint es mir sicher gestellt zu sein, dass die Leitfähigkeit der Phosphorluft nicht durch die in ihr suspendierten festen Oxydationsprodukte des Phosphors bedingt ist. Ob die Verbrennung des Phosphors Veranlassung giebt, dass in der umgebenden Luft Ionen entstehen, oder ob nur gewisse, sich dabei bildende gasförmige Produkte wie Ozon, vielleicht auch Phosphorwasserstoffe ionisiert sind, dürfte eine noch offene Frage sein. Zur Lösung derselben liess ich Phosphorluft durch verschiedene Absorptionsmittel passieren, und mass dann ihre Leitfähigkeit, indem ich sie vermittels der Wasserluftpumpe unter eine Glasglocke saugte, unter der ein Zerstreuungsapparat nach Elster und Geitel stand. Um Ladungen der Glaswand zu verhüten, war wie bei den Versuchen der genannten Herren der Zerstreuungsapparat mit einer Hülle von Drahtnetz umgeben. Die Ladung des Zerstreuungskörpers erfolgte vermittels einer durch den Hals der Glocke gehenden Sonde. Die absorbierende Lösung war teils in Waschflaschen enthalten, teils in U-Röhren von 20 cm Schenkellänge, die mit massiven Glasperlen gefüllt waren. Es wurden bei fast allen Versuchen drei mit demselben Mittel gefüllte Absorptionsflaschen resp. Röhren hintereinander geschaltet. Der Phosphor war in einem Glasröhrchen von etwa 5 mm Weite eingeschmolzen, dieses steckte seinerseits in dem Kork, der den Hals einer Oppodeldokflasche verschloss. Durch denselben Kork führten zwei Glasröhren, die eine endigte in der freien Luft, die andere stand mit den Absorptionsröhren in Verbindung. Schon Barus[1]) hat gezeigt, dass Kautschuk die von Phosphor ausgehenden Ionen in ziemlich starkem Masse absorbiert. Es wurden deshalb die zu verbindenden Glasröhren mit ihren Enden hart aneinander geschoben, und nur ein kurzes Stückchen zur Dichtung darüber gestreift. Da die Leitfähigkeit der Phosphorluft mit der Zeit rasch abnimmt, so wurde bei den meisten Versuchen die Luft in beständigem Strome durch die Glocke gesaugt, unter der der Zerstreuungsapparat stand. Vermittels eines Drahtes wurde die kleine Phosphorstange in dem Glasröhrchen so weit heruntergestossen, dass stets ein 1 cm langes Stück frei in die Flasche ragte. Die eingesaugte Luft strich also um die Phosphorstange herum, passierte dann die Absorptionsgefässe und zum Schlusse die Glasglocke. Ähnliche Versuche hat auch schon Bloch[1]) angestellt, doch lassen seine kurzen Angaben kein Urteil über die Wirksamkeit der einzelnen Absorptionsmittel zu.

Da auch beim Hindurchperlen der Luft durch Flüssigkeiten eine schwache Aktivierung der ersteren eintreten kann, so zog ich im allgemeinen die Verwendung von mit angefeuchteten Perlen gefüllten Röhren der von Waschflaschen vor, nur von Zeit zu Zeit wurde eine solche eingeschaltet, um vermittels der Beobachtung der Geschwindigkeit, mit der sich die Luftblasen folgten, die Stärke des hindurchgehenden Luftstromes zu kontrollieren. Die angewandten Absorptionsmittel waren: destilliertes Wasser, Kalilauge, Terpentinöl, verdünnte und konzentrierte Schwefelsäure, Lösungen von übermangansaurem Kali, Pyrogallussäure und Jodkalium. Wurde Zimmerluft durch den Apparat gesaugt, so betrug der Elektrizitätsverlust bei einer Ladung des Zerstreuungskörpers auf etwa 200 Volt, 15 Volt in der Zeit-

1) C. R. **135**, 1324, 1902.

einheit von 15 Minuten. Dieser Verlust stieg auf 170 bis 190 Volt, wenn die Phosphorluft in die Glasglocke gesaugt wurde, ohne dass sie ein Absorptionsmittel passierte.

Zunächst wurde der Einfluss der Entfernung des von der Phosphorluft mitgeführten Ozons auf die Ionenführung bestimmt. In der ersten der Jodkaliumlösung enthaltenden Röhren trat eine starke Gelbfärbung ein, aber schon in der zweiten Perlenachse war nur eine Spur von Gelbfärbung zu erkennen, und die dritte blieb vollständig farblos. Es können also nur noch chemisch nicht mehr nachweisbare Spuren von Ozon in die Glasglocke eingetreten sein, trotzdem betrug die Zerstreuung noch 35 Volt, die Ionenführung der Phosphorluft blieb also auch nach der Entfernung des Ozons noch mindestens 2 mal höher als die der Zimmerluft. Es erscheint mir auch sehr fraglich, ob der verschwundene Teil der Leitfähigkeit auf Rechnung des absorbierten Ozons zu setzen ist, da auch die anderen oben angeführten Flüssigkeiten, die Ozon in bedeutend geringerem Grade absorbieren, als dies Jodkaliumlösung thut, die Leitfähigkeit der Phosphorluft in ungefähr demselben Masse verringerten; nur Kalilauge wirkte kräftiger, die Vorschaltung von 3 Perlröhren genügte, um die Leitfähigkeit der Phosphorluft auf $^1/_3$ ihres ursprünglichen Wertes herabzusetzen. Dass es auch nicht vorwiegend der Sauerstoff ist, welcher ionisiert wird, zeigt der Umstand, dass die Pyrogallussäurelösung nicht anders wirkte als eine gegen Sauerstoff indifferente Lösung.

Es wurde des weiteren untersucht, ob Erhitzung imstande wäre, die Ionisierung der Phosphorluft zu zerstören. Zu diesem Zwecke wurde dieselbe durch ein 1 m langes und 8 mm weites Messingrohr geleitet. Solange dieses Rohr kalt war, betrug die Zerstreuung unter der Glocke 200 Volt in 15 Minuten, so dass das Elektrometer jeweils nach 5 Minuten abgelesen werden musste; wurde das Rohr durch 2 Bunsenbrenner bis zur schwachen Rotglut erhitzt, so fiel die Zerstreuung auf 130 Volt in derselben Zeit. Die erhaltenen Resultate erinnern einigermassen an die, welche Ebert und Ewers bei der Untersuchung der Bodenluft erhielten; auch deren Leitfähigkeit konnte durch Erhitzen auf Rotglut und verschiedene Absorptionsmittel vermindert, aber niemals ganz zerstört werden. Es lag also nahe, auch die Phosphorluft daraufhin zu untersuchen, ob sie eine Emanation mit sich führe, die imstande wäre, ruhende Luft zu ionisieren. Um die Phosphorluft der schon vorhandenen Ionen zu berauben, wurde sie durch einen Kondensator geleitet, der aus einem äusseren Messingrohr von 40 cm Länge und 3 cm Weite und einem inneren Cylinder von derselben Länge und 1 cm Durchmesser bestand. Der innere Cylinder war von dem Rohre durch Paraffinstückchen isoliert; er konnte vermittels eines, das äussere Rohr durchsetzenden, durch Paraffin ebenfalls gut isolierten Drahtes, mit einer Hochspannungsbatterie verbunden werden. Wurde Phosphorluft in langsamem Strome durch den zunächst nicht geladenen Kondensator gesaugt, so betrug die Zerstreuung unter der Glocke 70—80 Volt, sank aber, wenn im Kondensator ein Spannungsgefälle von etwa 500 Volt/cm hergestellt wurde, auf 30 Volt. Eine Erhöhung des Spannungsgefälles um ein Fünftel des angegebenen Wertes übte keinen wahrnehmbaren Einfluss auf die Verminderung des Zerstreuungsvermögens aus.

Wurde die Glasglocke mit Phosphorluft gefüllt, die durch den ungeladenen Kondensator gesaugt war, und dann abgeschlossen, so betrug die Zerstreuung unmittelbar nach dem Einfüllen 39 Volt in der Zeiteinheit von 15 Minuten, sank aber schon nach einer Stunde auf 9 Volt, das ist der Wert, den auch unter der Glasglocke abgeschlossene Zimmerluft gab. Derselbe Wert von nur 9 Volt wurde auch sofort nach dem Einfüllen der Phosphorluft erhalten, wenn diese den geladenen Kondensator passiert hatte. Der geringe Rest von Ionisation, der nach dem Passieren des Kondensators noch bleibt, verliert sich also rasch beim Stehen unter der Glasglocke. Eine radioaktive Emanation ist also in der Phosphorluft nicht enthalten; dass ihr beim Durchstreichen durch den geladenen Kondensator nicht der ganze Ionengehalt entzogen wird, beweist nur, dass die Beweglichkeit der in der Phosphorluft enthaltenen Ionen eine sehr geringe ist, ein Resultat, zu dem auch schon Bloch durch eine andere Versuchsanordnung gekommen war.

Herr Schmidt[1]) hat die Leitfähigkeit der Oxydationsprodukte von *Na* untersucht, indem er dieses Metall auf ein Schälchen brachte, das mit einem Braunschen Elektrometer verbunden war. Wurde das *Na* so weit erhitzt, dass es zu glimmen begann, so entlud sich das Elektrometer. Dieser Versuch veranlasste mich, zu untersuchen, ob nicht Kalium, das sich schon bei gewöhnlicher Temperatur ziemlich rasch oxydiert, ebenfalls eine Ionisierung der Luft bewirkt. Zu diesem Zwecke wurde der messingene Schutzcylinder des Elster und Geitelschen Zerstreuungsapparates auch unten mit einem Boden versehen, der nur eine centrale Öffnung von 6 cm Durchmesser hatte. Dieser Boden wurde rasch mit frisch geschnittenen Kaliumstückchen belegt, die zum Teil durch die untere Öffnung eingeführt wurden, während

1) Ann. d. Ph. (IV) **10**, 724, 1903.

der Deckel des Cylinders geschlossen blieb. Eine Zunahme der Zerstreuung infolge der Einführung des Kaliums war nicht zu bemerken. Ebensowenig konnte eine solche beobachtet werden, wenn Kaliumstückchen direkt auf den Zerstreuungskörper gelegt wurden. Liess ich dagegen einen Tropfen Wasser auf das Kalium fallen, so dass es mit leuchtender Flamme und unter Rauchentwickelung brannte, so fielen die Blättchen des Elektroskops sehr rasch zusammen.

Aus allem scheint mir hervorzugehen, dass der Phosphor bei seiner Oxydation und ebenso *Ka* und *Na*, wenn sie unter Flammenbildung verbrennen, dieselbe Rolle wie die glühenden Kohlenteilchen in der Bunsenflamme spielen. Man wird Herrn Schmidt[1]) wohl recht geben müssen, wenn er sagt, dass bei der langsamen Oxydation an und für sich keine Ionen entstehen, und wenn er den Unterschied im elektrischen Verhalten des brennenden Schwefels und des brennenden Natriums dadurch erklärt, dass im ersten Falle sich nur gasförmige, im zweiten auch feste Oxydationsprodukte bilden; aber man braucht deshalb nicht anzunehmen, dass nun auch diese festen Oxydationsprodukte die Träger elektrischer Ladungen sind. Meines Erachtens bewirken diese festen Produkte nur in einer, im einzelnen noch nicht aufgeklärten Weise, die Ionisierung der sie umgebenden Gase.

1) l. c., S. 723.

Freiburg (Schweiz), Juli 1903.

(Eingegangen am 22. Juli 1903.)

Über die Emanation der Bodenluft.

Von A. Gockel.

Bald, nachdem die erste Veröffentlichung der Herren Elster und Geitel über die Radioaktivität der Bodenluft in dieser Zeitschrift erschienen war, untersuchte ich, ob auch in dem hiesigen Boden eine solche Emanation enthalten wäre. Teils stellte ich Messungen in Kellern an, teils brachte ich Bodenluft oder auch Erde direkt unter eine Glasglocke, unter der das Elektroskop mit dem Zerstreuungskörper stand. Niemals gelang es mir aber, Werte für die Leitfähigkeit der Luft zu erhalten, die nur annähernd denen gleichkamen, welche die Herren Elster und Geitel gemessen hatten. Da aus negativen Resultaten im allgemeinen weitere Schlüsse nicht gezogen werden können, so sah ich von der Veröffentlichung meiner Versuchsergebnisse vorläufig ab. Schon Elster und Geitel hatten die hohe Leitfähigkeit der Boden- und Höhlenluft an den verschiedensten Punkten nachgewiesen, nachdem nun auch noch die Herren Ebert und Ewers[1]) in München und Maier in Schaufling dasselbe gefunden, durfte ich wohl annehmen, dass die hohe Radioaktivität eine der Bodenluft allgemein zukommende Eigenschaft sei, und ich suchte nach dem Umstande, der mich hinderte, diese Eigenschaft auch hier zu erkennen. Nachdem aber nun neuerdings die Herren Elster und Geitel auch an anderen Orten nur eine sehr geringe Radioaktivität der Bodenluft gefunden, glaube ich, dass auch die Veröffentlichung meiner hiesigen Versuche von Wert ist. Der hiesige Boden wird gebildet durch Süsswassermolasse, die nur stellenweise von mehr oder minder thonhaltigem Diluvialgeschiebe bedeckt ist. Luft, die vermittels eines eingetriebenen Messingrohres dem Boden in einer Tiefe von etwa 1½ m entnommen war, besass eine dreimal grössere Leitfähigkeit als Zimmerluft. Der anfangs kleine Wert stieg rasch nach dem Einfüllen unter der Glocke, hatte aber ganz im Gegensatz zu dem, was die Herrn Elster und Geitel beobachteten, schon nach etwa einer halben Stunde sein Maximum erreicht und sank dann wieder nur sehr langsam im Laufe des folgenden Tages. Dieses langsame Abklingen der einmal erlangten Leitfähigkeit scheint also eine Eigenschaft sowohl der stark als auch der schwach aktivierten Bodenluft zu sein. Weitere Versuche wurden im Keller unseres Universitätsgebäudes angestellt. Dieser Keller ist im wesentlichen ein 50 m langer, 2 m breiter, 1,9 m hoher Gang, dessen Boden 2,2 m unter dem Erdboden liegt. Ihn durchziehen die Röhren der Wasserleitung, der Warmwasserheizung und elektrische Leitungen. Die Messungen wurden am Ende des Ganges, 25 m vom Eingang entfernt, angestellt. Die beobachtete Zerstreuung war wenig grösser als in meinem geräumigen Laboratorium, aber bedeutend schwächer als in der freien Luft. Zu denselben Resultaten führten Messungen in einer in den Molassefelsen eingehauenen Höhle. Die Grösse $q = \frac{a_-}{a_+}$ war in dem Keller annähernd 1, in der Höhle dagegen nur 0,74. Ich habe dann ferner unter die Glasglocke, unter der das Elektroskop stand, eine sehr thonreiche Erde gebracht, die gelegentlich eines Neubaues aus einer Tiefe von etwa 1½ m ausgehoben wurde. Nachdem dieselbe 6 Tage unter der Glocke gelegen, war noch keine wesentliche Erhöhung des Leitvermögens der eingeschlossenen Luft zu erkennen. Erde, die meinem Garten in geringer Tiefe entnommen war, gab dasselbe negative Resultat. Da Holzkohle ein hohes Absorptionsvermögen für Gase besitzt,

1) Diese Zeitschrift **4**, 162, 1902.

so suchte ich mir Bodenluft auch dadurch zu verschaffen, dass ich ausgeglühte Holzkohle, in einen dünnen Leinwandsack gehüllt, in den Boden grub. Als dieselbe, nachdem sie mindestens 24 Stunden in der Erde gelegen hatte, unter die Glasglocke gebracht wurde, zeigte die Luft ebenfalls keine Spur von Erhöhung des Leitvermögens. Vorsichtshalber hatte ich vorher schon geprüft, ob nicht ein Gas dadurch, dass es von Kohle absorbiert wird, ein höheres Leitvermögen erhält. Ausgeglühte Holzkohle wurde in einen grossen Exsikkator gebracht, auf dessen Boden eine Schale stand, die ein Gemisch von Ätzkalk und Salmiak enthielt. Die Kohle, der ausreichend Zeit gegeben war, sich mit Ammoniak zu sättigen, wurde sodann unter die Glasglocke gebracht; auch hierdurch konnte das Leitvermögen der unter der Glocke eingeschlossenen Zimmerluft nicht erhöht werden. Nachdem einmal nachgewiesen war, dass die Bodenluft etwas, wenn auch nicht viel stärker ionisiert ist als die atmosphärische, lag es nahe zu untersuchen, ob der Boden hier rein physikalisch wirkt, oder ob nur Luft, die der Erde als solcher entstammt, die erhöhte Leitfähigkeit besitzt. Gelegenheit, dieses zu untersuchen, bot die zum physikalischen Institut gehörige Terrasse. Dieselbe ist ungefähr 10 cm hoch mit Kies und Sand bedeckt. In die Sandschicht legte ich ein 150 cm langes Messingrohr, das längs einer Seite aufgeschnitten wurde. Der so entstandene Schlitz wurde mit einem Drahtgeflecht verschlossen. Das eine Ende des Rohres, das nach oben umgebogen war, wurde mit dem Gasometer verbunden, das andere Ende verschlossen. Die Bodenluft konnte also seitlich in das horizontal in den Sand gelegte Rohr eintreten. Dieselbe erwies sich aber nach dem Überfüllen in die Glasglocke als nicht radioaktiv. Ebensowenig war dies Luft, die einem Oleander-Kübel entnommen wurde.

Ich wünsche, dass diese Zeilen einem andern Beobachter, dessen Wohnort ebenfalls im Molassegebiet liegt, Veranlassung geben, auch die seinem Boden entstammende Luft auf ihre Ionisierung zu untersuchen.

Freiburg (Schweiz), Juli 1903.

(Eingegangen am 22. Juli 1903.)

Der Glimmstrom bei atmosphärischem Druck. Antwort auf die Bemerkung des Herrn Kaufmann.[1]

Von J. Stark.

In dieser Zeitschrift (**4**, 535, 1903) habe ich jüngst einige Messungen am Glimmstrom bei atmosphärischem Druck mitgeteilt. In einer Abhandlung über den gleichen Gegenstand hat Herr Kaufmann[1]) die wesentlichen Resultate meiner Messungen bestätigt. Die Abweichungen zwischen meinen und seinen Beobachtungen sucht er aus einer Ungenauigkeit meiner Messungen zu erklären.

Auf die Kritik des Herrn Kaufmann habe ich im allgemeinen folgendes zu erwidern. Soweit die fragliche Erscheinung überhaupt genaue Messungen zulässt, vermag ich keinen Grund zu finden, warum meine Messungen weniger genau wie diejenigen des Herrn Kaufmann sein sollten. Die Vermutungen, welche Herr Kaufmann nach dieser Richtung äussert, sind unrichtig; seine Ausführungen über den Kathodenfall an Platin in freier Luft sind irrtümlich; die Abweichungen seiner Beobachtungen von den meinigen sind in der Verschiedenheit der Versuchsbedingungen begründet; die von ihm aufgestellte Beziehung zwischen Elektrodenspannung und Stromstärke ist lediglich eine Interpolationsformel von eng begrenztem Geltbereich.

Im einzelnen möchte ich auf die Angriffe des Herrn Kaufmann noch folgendes bemerken.

Als Elektroden verwendet Herr Kaufmann Kupferdraht von 3 bezw. 1,5 mm Durchmesser; in einem Falle sind bei mir die Elektroden gebogene, 0,49 mm dicke Platindrähte, in einem anderen 0,82 mm dicke gerade Platinstifte. Herr Kaufmann bemerkt, dass bei meiner ersten Anordnung der Glimmstrom nicht immer die kürzeste Verbindungslinie zwischen den Elektroden wählt. Ich achtete indes bei meinen Messungen streng darauf, dass bei den Ablesungen der Messinstrumente diese Bedingung erfüllt war; eine kleine Abweichung von der Mittellinie machte sich sofort in dem Widerstand des Elektrodendrahtes bezw. in der ihn messenden Klemmspannung bemerkbar. Wenn Herr Kaufmann glaubt, dass bei seinen dicken Elektroden diese Abweichungen seltener seien, so irrt er sich; gerade bei kleinem Elektrodenabstand ist, wie ich fand, zwischen dicken abgerundeten Elektroden die Länge des Glimmstromes stark variabel.

Herr Kaufmann bedauert, dass ich nicht angegeben habe, wie ich den Nullabstand der Elektroden bestimmt habe, und teilt ausführlich mit, wie er ihn bestimmte. Ich habe ihn genau ebenso wie er bestimmt. Da ich dies Verfahren für selbstverständlich hielt, so glaubte ich davon schweigen zu können. Ferner glaubt er, vermuten zu dürfen, dass meine Elektroden nicht genau in einer Ebene lagen. Diese Vermutung ist falsch; ich habe selbstverständlich auf die Erfüllung dieser Bedingung geachtet. Herr Kaufmann glaubt mit diesen

1) Diese Zeitschrift **4**, 578, 1903.

1) W. Kaufmann, diese Zeitschrift **4**, 578, 1903.

Vermutungen erklären zu können, warum meine V, i-Kurven im Anfange falsch verlaufen, während die seinigen hier steil sind. Bei einigem Nachdenken findet man indes leicht die Ursache dieses Unterschiedes.

In meinen Beobachtungen war die Kathode dünn, sie nahm daher eine hohe Temperatur an, an der Ansatzstelle des Glimmstromes war sie rot- bis hellrotglühend. Infolge der Temperaturerhöhung sank die Gasdichte an der Kathode. Nun aber ist an der Kathode die Länge des Dunkelraumes und der negativen Glimmschicht lediglich abhängig von der Gasdichte[1]); beide wachsen, wenn bei konstantem Druck die Temperatur erhöht wird. Bei 7,5 mm Druck und 300° absoluter Temperatur ist der dunkle Kathodenraum etwa 1 mm lang, mehr als doppelt so lang ist die negative Glimmschicht. Beider Länge ist annähernd umgekehrt proportional dem Gasdruck, direkt proportional der absoluten Temperatur; bei 750 mm Druck und 1500° absoluter Temperatur ist darum der Dunkelraum 0,05 mm, die negative Glimmschicht 0,1 mm lang, beide zusammen sind 0,15 mm lang. Nun ist der auf dem Kathodendunkelraum und der negativen Glimmschicht liegende Spannungsabfall nur wenig grösser als der Kathodenfall; darum muss die Elektrodenspannung bei 750 mm Druck und 1500° absoluter Temperatur schon oberhalb 0,15 mm Elektrodenabstand nahezu gleich dem Kathodenfall sein, wie es in der That meine Beobachtungen ergeben.

Herrn **Kaufmanns** 3 mm dicke Kupferkathode konnte infolge von Abkühlung keine hohe Temperatur annehmen; infolgedessen waren an ihm Dunkelraum und negative Glimmschicht kurz, so dass der konstante Wert der Elektrodenspannung erst bei einem sehr viel kleineren Elektrodenabstand erreicht wurde.

Die Temperaturerhöhung an dünnen Kathoden scheint zunächst ein störender Nachteil zu sein, wie auch Herr **Kaufmann** hervorhebt. Indes kam es mir vor allem darauf an, zu zeigen, dass auch bei sehr kleinem Elektrodenabstand und bei atmosphärischem Druck die Elektrodenspannung des Glimmstromes nicht unter das durch den normalen Kathodenfall gegebene Minimum sinken kann. Dies lässt sich bei hoher Temperatur der Kathode leichter zeigen als bei niedriger. Ja in **Wirklichkeit ist eine Temperaturerhöhung an den Elektroden, wie sie in meinen Messungen vorhanden war, gerade ein Vorteil gegenüber der Abkühlung an den Elektroden in Herrn Kaufmanns Messungen.** Es lässt sich nämlich bei atmosphärischem Druck nicht verhindern, dass die Temperatur der positiven Lichtsäule beträchtlich hoch ist.[1]) Es ergiebt sich darum eine reinlichere Charakteristik des Glimmstromes, wenn man diese hohe Temperatur durch Anwendung dünner Elektroden auch an diesen hochhält, anstatt sie durch Abkühlung, wie es Herr **Kaufmann** thut, herabzudrücken und so eine starke Variation der Temperatur längs der Strombahn zu bewirken. Die Folgen dieser Abkühlung sind weiter unten näher besprochen. Zuvor sei aber ein Angriff des Herrn **Kaufmann** auf meine Angaben bezüglich der Elektrodenspannung bei kleinem Elektrodenabstand zurückgewiesen.

Herr **Kaufmann** teilt als Elektrodengefälle zwischen seinen Kupferelektroden 281 bis 311 Volt mit und fährt dann folgendermassen fort: „Herr **Stark** extrapoliert dagegen aus seinen nur bis zu einer kürzesten Entfernung von 0,15 mm durchgeführten Messungen ein Elektrodengefälle von 350 Volt. Da jedoch seine Messungen an Platinelektroden ausgeführt sind, — — so veranlasste ich Herrn **Stuchtey**, einige Messungen mit Platinelektroden — — auszuführen. Das Resultat war ein Elektrodengefälle von 290 bis 305 Volt. — Ich kann nur die Vermutung aussprechen, dass die Unempfindlichkeit des wahrscheinlich benutzten **Braun**schen Elektrometers die Veranlassung dieser Differenz ist. Ein Vergleich mit der **Warburg**schen Zahl: Kathodengefälle = 340 Volt, wie ihn Herr **Stark** ausführt, scheint mir deshalb nicht viel für die Genauigkeit seiner Messungen zu besagen, weil diese Zahl sich auf trocknen und annähernd reinen Stickstoff bezieht, und auch für diesen nur eine untere Grenze bedeutet. Für schwach feuchten Stickstoff findet Herr **Warburg** 260 Volt und für trocknen 340 bis 410. Man kann also, wenn man in freier Luft misst, nicht viel mehr, als eine Übereinstimmung in der Grössenordnung mit diesen Zahlen verlangen".

Die vorstehenden Ausführungen des Herrn Kaufmann sind eine Reihe fast ununterbrochener Irrtümer und Ungenauigkeiten. Erstens habe ich die Elektrodenspannungen unter 400 Volt nicht mit einem **Braun**schen, sondern mit einem vorzüglichen **Thomson**schen multizellularen Elektrometer bestimmt, das bei 350 Volt noch 2 Volt genau abzulesen gestattet. Und ich möchte hinzufügen, dass ich auch mittels eines Telephons die Stetigkeit des Stromes kontrollierte; bei Unstetigkeit, die gerade bei kleinem Elektrodenabstand leicht auftritt, ergiebt das Elektrometer einen zu kleinen Mittelwert der Elektrodenspannung. Zweitens liest Herr **Kaufmann** aus meiner Mitteilung Dinge heraus, die gar nicht darin enthalten sind.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **8**, 829, 1902; **12**, 24, 1903.

1) M. Töpler, Abh. d. naturw. Ges. Isis in Dresden 1898, Heft I, S. 7.



Von einer Extrapolation meinerseits kann gar nicht die Rede sein. Ich habe lediglich behauptet, dass bei kleinem Elektrodenabstand die Elektrodenspannung unabhängig von jenem wird; dies zeigen die mitgeteilten Messungen ohne Extrapolation; zudem habe ich das gleiche für noch kleinere Elektrodenabstände beobachtet; da diese nicht mehr genau zu bestimmen waren, so habe ich auf ihre Mitteilung verzichtet. Auch habe ich das Minimum der Elektrodenspannung von 350 Volt nicht mit der „Warburgschen Zahl" verglichen, wie Herr Kaufmann behauptet; sondern ich habe lediglich auf die von mir vertretene Ionenstosstheorie verwiesen. Endlich citiert Herr Kaufmann auch Warburg falsch, zu seinen Gunsten und zu meinen Ungunsten. In der von ihm citierten Stelle[1]) rekapituliert Warburg lediglich den Inhalt einer früheren Abhandlung[2]), in welcher er mit nicht ganz sauerstofffreiem Stickstoff gearbeitet hat. In der neuen Untersuchung findet Herr Warburg als normalen Kathodenfall in reinem Stickstoff an Platin 232 Volt. Das ist die richtige Warburgsche Zahl, nicht wie Herr Kaufmann behauptet, 340 Volt. Ich habe nun in freier Luft gearbeitet und, ohne auf Warburgs Messungen Bezug zu nehmen, als Minimum der Elektrodenspannung an Platin 350 Volt gefunden. Wenn ich nachträglich Warburgs Messungen zum Vergleich heranziehe, so fällt dieser zu meinen Gunsten, zu Ungunsten des Herrn Kaufmann aus. Warburg schreibt nämlich Wied. Ann. **31**, 559, 1887: „Atmosphärische, von CO_2 befreite Luft verhält sich in dieser Beziehung wie N: bei schwacher Durchfeuchtung — — wurde das Kathodengefälle hier bei 1,1 mm Druck zu 340—350, nach dem Trocknen durch Phosphorsäureanhydrid zu 388 Volt gefunden."

Herrn Kaufmanns V, l-Kurven sind ein wenig nach oben zu konvex, die meinigen verlaufen für grössere Elektrodenabstände geradlinig. Herr Kaufmann findet, dass das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule $\left(\frac{\partial V}{\partial l}\right)$ in seinen Messungen ungefähr der Wurzel aus der Stromstärke umgekehrt proportional ist, und dass meine Messungen diesem „Gesetz" sich nicht einordnen lassen. Er sieht die Ursache dieses Unterschiedes mit Recht in der verschiedenen Temperatur der Elektroden. Er fährt dann folgendermassen fort. „Leider ist es ganz unmöglich, aus den Angaben Herrn Starks über die wirkliche Elektrodentemperatur in den einzelnen Fällen irgend einen bestimmten Schluss zu ziehen, da die angegebenen Zahlen nur Mitteltemperaturen darstellen sollen. Mit einer Mitteltemperatur aber ist, wenn die Extremwerte von Zimmertemperatur bis zur Hellrotglut reichen, wenig oder gar nichts anzufangen."

Die Messung der Mitteltemperatur der Elektroden liefert wenigstens die Resultate, dass die Temperatur der Kathode grösser als diejenige der Anode ist, dass die Elektrodentemperatur mit steigender Stromstärke bei konstantem Elektrodenabstand zunimmt, dass sie bei konstanter Stromstärke mit wachsendem Elektrodenabstand ebenfalls zunimmt.[1]). Und gerade dieses letzte Resultat enthält eine schwache Seite der Messungen des Herrn Kaufmann. Er wird kaum behaupten, dass bei Anwendung dicker Kathoden die Temperatur der Elektroden an den Ansatzstellen des Glimmstromes oder gar in dessen positiver Lichtsäule durch Abkühlung auf Zimmertemperatur gehalten werden. Insofern sind also Herrn Kaufmanns Messungen hinsichtlich der Temperatur mindestens ebenso unbestimmt als die meinigen. Ausserdem aber ist in Herrn Kaufmanns Messungen die Temperatur in der Bahn des Glimmstromes mit dem Elektrodenabstand stärker variabel als in meinen Messungen.

Die Zunahme der Elektrodentemperatur mit wachsendem Elektrodenabstand beweist nämlich, dass nicht das Innere der Strombahn von den Elektroden her erwärmt wird, wie Herr Kaufmann grundlos vermutet, sondern dass vielmehr das Umgekehrte der Fall ist. Dies trifft schon für meine dünnen, weniger abkühlenden Elektroden zu, noch mehr für Herrn Kaufmanns dicke, stark abkühlende Kupferelektroden.

Durch die Elektrode kühlt sich also das durchströmte Gas ab und zwar um so mehr, je dicker die Elektroden sind; ein Teil der Strombahn besitzt um so niedrigere Temperatur, je näher er einer Elektrode ist. Die Temperatur des mittleren Teiles des Glimmstromes ist daher bei konstanter Stromstärke und variablem Elektrodenabstand nicht konstant, sondern sie wächst mit diesem und zwar um so stärker, je niedriger die Temperatur der Elektroden ist. Mit dieser Zunahme der Temperatur geht eine Abnahme des Spannungsgefälles Hand in Hand. Dies ist der Grund, warum bei den dicken, stark abkühlenden Elektroden des Herrn Kaufmann die V, l-Kurven ein wenig nach oben konvex sind, während die meinigen infolge geringerer Abkühlung durch die Elektroden und damit grösserer Konstanz der Temperatur im Gasinneren nahezu geradlinig sind.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **40**, 1, 1890.
2) E. Warburg, Wied. Ann. **31**, 545, 1887.

1) In einer für die Annalen der Physik im Druck befindlichen Abhandlung wird dieses Resultat durch einige Zahlenreihen belegt.

Das Spannungsgefälle $\frac{\partial V}{\partial l}$ in der positiven Lichtsäule des Glimmstromes ist eine Funktion der Stromdichte j, des Gasdruckes p und der absoluten Temperatur T; es ist $\frac{\partial V}{\partial l} = f(j, p, T)$. Stellt man $\frac{\partial V}{\partial l}$ als Funktion der Stromstärke i dar, so treten in dieser p und T als Parameter auf. Eine Relation zwischen $\frac{\partial V}{\partial l}$ und j für Messungen, in welchen der Parameter T variabel war, kann lediglich eine nur für den speziellen Fall gültige Interpolationsformel sein. Dies trifft für das von Herrn Kaufmann aufgestellte Gesetz zu. Eine solche Interpolationsformel kann nicht den Anspruch erheben, auf Messungen angewendet zu werden, in denen der Parameter T grössere Konstanz besass.

Herr Kaufmann teilt am Schlusse seiner Abhandlung scheinbar als neu mit, dass am Glimmstrom in freier Luft innerhalb eines Intervalles kleiner Stromstärke eine dunkle Schicht im positiven Licht sich zeigte, „deren Abstand von der Kathode bei Änderung des Elektrodenabstandes konstant blieb." Unter der Voraussetzung, dass Herr Kaufmann nicht den dunklen Trennungsraum zwischen Glimmschicht und positiver Lichtsäule mit einer dunklen positiven Schicht verwechselt hat, sei darauf verwiesen, dass bereits M. Töpler[1]) eine Schichtung des Glimmstromes in freier Luft ausführlich beschrieben hat.

1) M. Töpler, Abh. d. naturw. Ges. Isis in Dresden 1898. Heft I; Wied. Ann. **66**, 660, 1898.

Göttingen, Ende Juli 1903.

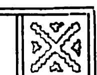
(Eingegangen 4. August 1903.)

REFERATE.




Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. **H. Th. Simon.**



J. A. Fleming, Eine neue Form des magnetischen Detektors für Hertzsche Wellen, zu quantitativen Messungen geeignet. London. Proceedings of the Royal Society LXXI, Nr. 474, S. 398.

Der Apparat beruht wie die älteren von Rutherford und Marconi auf der Fähigkeit elektrischer Oszillationen, Eisen oder Stahl zu entmagnetisieren. Er ist folgendermassen konstruiert. In einem Pappcylinder von etwa 15 cm Länge und 2 cm Durchmesser befinden sich 7 bis 8 Eisendrahtbündel, die aus je 8 mit Paraffin oder Schellack überzogenen Drähten bestehen. Jedes Bündel ist zunächst mit einer Lage umsponnenen Kupferdrahtes umwickelt, der Magnetisierungsspule. Darüber befindet sich, durch Guttaperchapapier isoliert, die aus ebenfalls einer Lage bestehende Demagnetisierungsspule. Die Magnetisierungsspulen sind hintereinander so verbunden, dass die zusammenliegenden Enden der Eisendrahtbündel bei der Magnetisierung gleiche Pole werden. Die Demagnetisierungsspulen sind parallel geschaltet und mit Auffangdraht bezw. Erde verbunden. Auf dem Pappcylinder sitzt die „Sekundärspule", bestehend aus 6 Teilspulen von je etwa 6000 Windungen; ihr Gesamtwiderstand beträgt etwa 6000 Ohm. Zu diesem Apparat gehört noch ein folgendermassen konstruierter rotierender Stromöffner bezw. -Schliesser: Auf einer Stahlachse, die mittels eines Elektromotors mit etwa 500 Touren in der Minute rotiert, befinden sich 4 Hartgummischeiben. Ihre Peripherien sind mit Kupferblechstreifen belegt, die einen bestimmten Bruchteil des Umfanges einnehmen, bei der ersten Scheibe 95^0, bei der zweiten und dritten 135^0 und bei der vierten 140^0. Schleifbürsten stellen die Kontakte her. Die Aufgabe der ersten Scheibe ist, den Magnetisierungsstrom zu schliessen und zu öffnen, die Aufgabe der zweiten und dritten ist, während der Magnetisierungszeit die Sekundärspule kurz zu schliessen. Dies ist jedenfalls deshalb notwendig, weil beim Öffnen des Magnetisierungsstromes in der offenen Sekundärspule oszillierende Ströme entstehen, die wieder teilweise entmagnetisierend wirken können. Der Streifen auf der vierten Scheibe hat den Zweck, einen Kreis, bestehend aus der Sekundärspule und einem empfindlichen Galvanometer, zu schliessen, und zwar in der Zeit, während der durch Scheibe zwei und drei gebildete Kurzschluss unterbrochen ist.

Bei jeder Umdrehung der Scheiben werden also zunächst die Eisendrahtbündel bei geöffnetem Galvanometerkreise magnetisiert. Dann wird der Galvanometerkreis geschlossen. Treffen nun Hertzsche Wellen auf den Apparat, so wird das Eisen zum Teil entmagnetisiert, in der Sekundärspule werden entsprechende Ströme induziert, das Galvanometer erfährt einen Ausschlag. Bei länger andauernden Oszillationen stellt sich nun das Galvanometer fest ein, und

zwar ist die Grösse des Ausschlages unter sonst gleichen Bedingungen der Intensität der auftreffenden Wellen proportional. Benutzt man z. B. zur Erzeugung der Wellen einen Hertzschen Sender, so erhält man einen weit grösseren Galvanometerausschlag, wenn die Kugeln der Funkenstrecke frisch poliert, als wenn sie leicht mit Öl bestrichen sind. Annäherung oder Entfernung von Sender und Empfänger sind ebenfalls von entsprechenden Galvanometerausschlägen begleitet. Die Durchlässigkeit verschiedener Substanzen für Hertzsche Wellen wird sich mit diesem Apparat quantitativ leicht bestimmen lassen. M. Reich.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

BESPRECHUNGEN.

A. Winkelmann, Handbuch der Physik. 2. Auflage. Vierter Band, erste Hälfte. Elektrizität und Magnetismus I. 384 S. Leipzig, J. A. Barth. 1903. M. 12.—.

Wenn bereits 7 Jahre nach der Vollendung der ersten Auflage eine Neubearbeitung des bekannten Handbuches erfolgt, so ist dies wohl der beste Beweis dafür, dass hier ein wirkliches Bedürfnis erfüllt wird, und dass das Handbuch ein unentbehrliches Nachschlagewerk für jeden Physiker geworden ist. Es ist mit Freuden zu begrüssen, dass von der Neuauflage gerade der Band über Elektrizität zuerst erscheint, da gerade hier die Fülle der neuen Litteratur am grössten ist. Da in dem vorliegenden Halbbande die Litteratur überall mindestens bis zur ersten Hälfte d. J. 1902 berücksichtigt ist, so ist die Arbeitsersparung für den Besitzer des Bandes, wenn er sich über irgend ein Gebiet der Elektrizitätslehre informieren will, eine ganz gewaltige.

Die Anordnung des Stoffes ist, abgesehen von einigen zweckmässigen Umstellungen mehrerer Paragraphen, ziemlich dieselbe geblieben, doch ist der Umfang vielfach sehr erweitert; so sind den dielektrischen Erscheinungen jetzt 95 S. (früher 40) gewidmet. Ebenso umfasst die „Leitung in Metallen" jetzt 42, früher 18 S. Namentlich die Tabellen sind sehr stark erweitert. Man kann also im ganzen wohl sagen, dass den neueren experimentellen Forschungsresultaten in ausreichender Weise Rechnung getragen ist.

Anders steht es dagegen leider bezüglich der theoretischen Grundlagen: Wenn auch die Verteilung der Arbeit auf mehrere Mitarbeiter eine gewisse Einseitigkeit der Darstellung in den Spezialkapiteln notwendig zur Folge hat, so ist es doch wohl nicht angängig, wenn wichtige theoretische Bewegungen wie z. B. die Elektronentheorie einfach unerwähnt bleiben, weil sie vielleicht in das Gebiet eines besonderen Mitarbeiters fallen (ich nehme wenigstens an, dass in der zweiten Hälfte des Bandes das Versäumte in einem besonderen Abschnitt nachgeholt wird). Wenn es also S. 84 heisst: „Obwohl die oben dargestellte (Mosotti-Clausiussche) Theorie die Faradaysche Grunderscheinung . . . . . richtig darstellt, ist sie doch jetzt im wesentlichen zu Gunsten der Maxwellschen Theorie verlassen . . . .", so entspricht das „jetzt" wohl kaum den Thatsachen. Hier müsste die Theorie von H. A. Lorentz, die doch schliesslich eine Zusammenschweissung der Clausiusschen und der Maxwellschen Gedanken darstellt, nicht nur erwähnt, sondern auch in ihrer weiteren Bedeutung für die Theorie der Dielektrika erläutert werden. Dass ihr Ausgangspunkt bei Lorentz in optischen Erscheinungen beruhte, ist hierfür ganz gleichgültig. Ebenso scheint es kaum mehr zeitgemäss, die Konstante der Mosotti-Clausiusschen Gleichung, wie S. 148 geschieht, mit der Raumerfüllung der Atome in Verbindung zu bringen, statt mit ihrem elektrischen Moment, entsprechend den Lorentzschen Anschauungen.

Auch bei Besprechung des Wiedemann-Franzschen Gesetzes (S. 380) hätte die von Drude aus der Elektronentheorie der Metalle abgeleitete Formel für die Konstante und ihre numerische Auswertung durch Reinganum wenigstens durch einen Hinweis auf etwaige spätere Kapitel erwähnt werden dürfen.

Ebenfalls nicht ganz dem modernen Zustand der Dinge entsprechend scheint dem Referenten die Besprechung elektrischer Messapparate und Messmethoden. Es hiesse Vogelstrausspolitik treiben, wollte man den ungeheuren Einfluss, den die Entwickelung der Elektrotechnik des letzten Jahrzehntes auf die elektrischen Messungen in wissenschaftlichen Laboratorien ausgeübt hat, verleugnen. Sieht man aber im vorliegenden Bande der Tangentenbussole, die doch als Laboratoriumsinstrument kaum mehr in Betracht kommt, 12 Seiten gewidmet, mit genauer Berechnung der günstigsten Anordnungen, des Empfindlichkeitsmaximums bei 45° u. s. w., während dem Torsionsgalvanometer, wohl dem ersten brauchbaren Instrument mit direkter Ablesung in absolutem Masse, knapp 1/2 Seite, den Präzisionsinstrumenten von Siemens & Halske, Weston u. s. w. überhaupt

nur ein Citat (307) gewidmet ist, so kann man sich des Eindruckes nicht erwehren, dass der Verfasser den „klassischen" Apparaten, Methoden und Formeln zuliebe die Ergebnisse der technischen Entwickelung etwas zu gering einschätzt. Es entspricht doch wohl schwerlich den Thatsachen, wenn S. 306 gesagt wird, dass die Genauigkeit der technischen Strommesser meist nur 1 Proz. beträgt. Dies mag für die Weicheiseninstrumente zutreffen, für die nach dem d'Arsonval-Typus gebauten Präzisionsinstrumente sicherlich nicht. Ebenso muss es merkwürdig berühren, wenn man den Kompensationsapparat, augenblicklich wohl in Verbindung mit dem Normalelement das wichtigste Eichinstrument zur absoluten Eichung von Strom- und Spannungsmessern[1]), vergeblich sucht und ihn schliesslich S. 328 unter den Instrumenten „zur Messung von Widerständen" angeführt findet. Gewiss, man kann Widerstände damit messen, aber wer thut es? Die Wheatstonesche Brücke macht es genauer.

Es sei endlich noch auf eine nicht sehr angenehme typographische Eigentümlichkeit hingewiesen, die schon in der alten Auflage störte, und vielleicht in den folgenden Bänden noch beseitigt werden kann: Ich meine den Gebrauch eines Punktes in mittlerer Zeilenhöhe statt des Dezimalkommas; da der Punkt auf der Zeile als Multiplikationszeichen dient, so entsteht dadurch in den Tabellen eine wenig übersichtliche Darstellung; man sehe z. B. die Tabelle S. 346: Da steht in der ersten Zeile: $59 \cdot 7 . 10^4$; man muss immer erst nachdenken, was die einzelnen Punkte bedeuten.

Dient gar derselbe Punkt auch noch als Trennungszeichen verschiedener Zahlen, so ist eine Entwirrung kaum mehr möglich; so stehen z. B. S. 347, unten als Leitfähigkeiten eines Kupferstabes die Angaben:

20 . 98 . 21 . 86 . 22 . 75 . 23 . 83 . 25 . 33 . 22 . 39 . 26 . 18 . 24 . 25.

Man versuche einmal aus der Mitte dieser Tabelle heraus eine Zahl zu greifen, ohne erst durch Abzählen vom Anfang an festzustellen, was Dezimal- und was Trennungspunkt ist. Ich glaube, die Verlagshandlung würde sich den Dank namentlich der mit weniger guten Augen ausgerüsteten Leser erwerben, wenn sie das Dezimalkomma wieder in seine alten Rechte einsetzte. W. Kaufmann.

1) Wer benutzt dazu heute noch die Tangentenbussole, nachdem die jahrelange Arbeit der Reichsanstalt die Reproduzierbarkeit der Spannungs- und Widerstandsnormalien mit einer Genauigkeit gewährleistet, die die mit der Tangentenbussole in einem beliebigen Laboratorium ohne übergrossen Zeitaufwand erreichbare bei weitem übertrifft?

(Eingegangen 27. Mai 1903.)

G. D. Aspinall Parr, Practical Electrical Testing in Physics and Electrical Engineering. London, Longmans, Green & Cie. 1901. 392 Seiten.

Das für angehende Studierende der Physik und der Elektrotechnik geschriebene Praktikumsbuch enthält 120 elektrische und magnetische Messungen, welche weniger rein technischen Zwecken dienen als in die Lehraufgabe der physikalischen Laboratorien fallen und bei uns in Deutschland in der That auch fast alle in diesen ausgeführt werden. Namentlich findet sich in dem Buche keinerlei Messung an Maschinen, abgesehen von der Aufgabe, die Streuung an einer Dynamo mittels Feilichtbildes zu untersuchen.

Es werden die zumeist auch bei uns üblichen Methoden zur Bestimmung von magnetischen Feldstärken (S. 1—24), Widerständen (S. 24—38), elektromotorischen Kräften (S. 38—104), und Eichung von Galvanometern — namentlich für schwache Ströme — (S. 104—123) sowie gesondert die Bestimmung der Leitfähigkeit von Elektrolyten (S. 124—131) behandelt; recht gut und eingehend sind das ballistische Galvanometer (S. 131—141), die Aufgaben über Permeabilität, Hysteresis (S. 141—166), Kapazitätsmessungen (S. 166—193) und die Ermittelung von Selbstinduktions- und gegenseitigem Induktionskoeffizienten (S. 193—219) wiedergegeben. Bei allen Aufgaben sind an der Spitze die nötigen Hilfsgegenstände verzeichnet, die einzelnen Manipulationen der Reihe nach aufgezählt und am Schlusse Schemata für die Aufzeichnungen angefügt.

Die Ableitung der in den Aufgaben verwandten Beziehungen ist in einem besonderen Abschnitte gegeben (S. 219—256); die Instrumente sind im Haupttext nur schematisch dargestellt, die genauere Ansicht derselben mit detaillierter Beschreibung findet sich im Schlussabschnitt in autotypischer Reproduktion.

Die Aufgaben sind zum Teil sehr einfacher Natur und bezwecken nicht nur die Messung einzelner Grössen, sondern enthalten mehrfach eine Prüfung der Grundgesetze, um den Schüler mit diesen vertraut zu machen, ehe zu ihrer Anwendung übergegangen wird; es ist dies eine in England sehr häufig befolgte Methode. Ein besonderes Interesse gewinnt Parrs Buch dadurch, dass es sich an den Lehrgang des Central Technical College of the City and Guilds of London anschliesst, den der Verfasser, jetzt Leiter der elektrotechnischen Abteilung am Yorkshire College Leeds, auch an dieser Anstalt eingeführt hat. K. T. Fischer.

(Eingegangen 30. Mai 1903.)



Emil Baur, Chemische Kosmographie. Vorlesungen gehalten an der Kgl. Technischen Hochschule zu München 1902/1903. 228 S. m. Abb. München und Berlin, R. Oldenburg. 1903. M. 4.50.

Unter allen Naturwissenschaften haben unzweifelhaft Astronomie und Zoologie unsere Anschauungen über das Weltall am meisten umgestaltet; Physik oder Chemie kommen erst an zweiter Stelle. Trotzdem ist der Anteil, welchen diese letzteren beiden Wissenschaften zu dem Aufbau unseres Weltbildes beigetragen haben, nicht gering, und Aufgabe des Verfassers ist es, in dem vorliegenden Buche dies namentlich für die Chemie im einzelnen nachzuweisen. Das Thema wird in drei Hauptabschnitten behandelt: Zuerst betrachtet er die Chemie der Sterne, sodann die chemischen Umwälzungen der Erdrinde, von denen die Geologie Zeugnis ablegt, und schliesslich wendet er sich zu dem verwickelten Kreislauf, den einige wenige Grundstoffe durch die belebte Natur durchwandern.

Der Verfasser hat das Buch in der Form von Vorlesungen, wie sie in München gehalten worden sind, geschrieben, es wirkt hierdurch frisch und anziehend. Dass bei der Mannigfaltigkeit des Stoffes einige kleine Ungenauigkeiten mit untergelaufen sind, ist nicht verwunderlich; so hätte bei der Strahlungsgleichung und den daran sich anschliessenden experimentellen Arbeiten, ausser Paschen auch Lummer, Pringsheim u. a. erwähnt werden müssen. Gegen die Annahme, dass die Erde im Innern feurig-flüssig sei, sprechen eine Reihe von Gründen, wahrscheinlich ist der feste Erdkern nur von einer feurig-flüssigen Mittelschicht umgeben. Dem grossen Kreis der Gebildeten, die sich eine Übersicht über die Errungenschaften der Chemie und die Art und Weise, wie sie zu denselben gelangt ist, verschaffen wollen, kann das Buch warm empfohlen werden.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

Jean Perrin, Traité de Chimie Physique. Vol. I. Les Principes. XXIV u. 299 S. Paris, Gauthier-Villars. 1903.

Der vorliegende erste Band einer gross angelegten mathematischen Chemie enthält die allgemeinen Prinzipien; der zweite soll die Anwendungen der Phasenregel und die Beziehungen zwischen der chemischen Zusammensetzung und den physikalischen Eigenschaften der Körper, der dritte Band die Gase und verdünnte Lösungen und Elektrochemie, und schliesslich der vierte die kolloidalen Lösungen sowie die Photochemie enthalten.

Der Inhalt des vorliegenden Bandes ist kurz folgender: Im ersten Kapitel wird zunächst auseinandergesetzt, wie man zu dem Begriff „Kraft" in der Mechanik gelangt ist und dieselbe misst, darauf wird der Begriff erweitert, auf elektrische, magnetische und optische Erscheinungen übertragen, wobei am Schluss der Äther behandelt wird. Das zweite Kapitel enthält eine Besprechung der Intensitätsfaktoren, des Druckes, der E. M. K., und Temperatur. Kap. III die Energie und die Neutralisation einer Energie durch eine andere; Kap. IV die Rolle der Intensitätsfaktoren bei Veränderungen; Kap. V Kreisprozesse und Entropie; Kap. VI die Bedingungen des stabilen Gleichgewichts; Kap. VII einheitliche Körper und das Gesetz der Verbindungen; Kap. VIII das chemische Potential und Kap. IX die Phasenregel.

Schon aus dieser Übersicht wird man ersehen, dass der Verfasser einen durchaus originellen Weg einschlägt; dies wird durch eine eingehende Lektüre noch bestärkt. Ein jeder benutzte Begriff wird möglichst klar definiert und durch einfache Beispiele erläutert, wobei der Verf. stets von der Mechanik ausgeht; dann wird er erweitert auf andere Vorgänge und zum Schluss auf chemische Probleme übertragen. Da der Verfasser wenig voraussetzt und das Buch sich durchweg durch grosse Klarheit auszeichnet, so dürfte es für den Chemiker, der eine geringe Kenntnis der Grundlagen der Infintesimalrechnung besitzt, als Einführung in die physikalische Chemie sehr gute Dienste leisten.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

B. Weinstein, Thermodynamik und Kinetik der Körper. Zweiter Band. Absolute Temperatur, die Flüssigkeiten, die festen Körper, thermodynamische Statik und Kinetik, die (nicht verdünnten) Lösungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1903. M. 16.—.

Der vorliegende zweite Band, dessen erster diese Ztschr. **2**, 444, 1901 besprochen worden ist, behandelt zunächst die Theorie der absoluten Temperatur und zwar sowohl nach der thermodynamischen, als auch nach der thermokinetischen Definition. Dann folgt die Theorie der Flüssigkeiten und die der festen Körper. Hierbei kommen zur Sprache die Zustandsgleichungen, die Kapillaritäts-, Reibungs- und Wärmeleitungsverhältnisse, die spezifischen Wärmen, Diffusion, Osmose, Bewegung und Deformation, Änderung des Zustandes u. s. w. Ein weiteres Kapitel dient der Theorie des thermodynamischen Gleichgewichts und der thermodynamischen Änderungen und behandelt auch die Theorie der

nichtumkehrbaren Vorgänge. Endlich das letzte Kapitel beschäftigt sich mit den nichtverdünnten Lösungen. Überall sind zur Klarstellung der Theorien die in Betracht kommenden experimentellen Ergebnisse in grossem Umfange eingeflochten.

Neben der Thermodynamik hat der Verfasser überall die Kinetik der Körper einbezogen. Dieser Weg ist sicherlich zu empfehlen, denn die praktische Anwendung der Lehren der Thermodynamik, ohne auf die Bedingungen, welche das Verhalten der Körper ergeben, einzugehen, führt zu Ergebnissen, welche für ideale Körper gelten, aber nicht für die in der Natur wirklich vorkommenden, und hierauf kommt es doch im wesentlichen an. Wie viel Arbeit hier noch zu leisten ist, geht deutlich aus der Lektüre dieses Buches hervor und namentlich aus dem Vergleich der theoretischen Formeln mit den experimentellen. Der Verfasser hat selbst überall versucht, die Theorien zu vervollkommnen, so dass das Buch eine Fülle von eigenen Untersuchungen enthält. G. C. Schmidt.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

P. Salcher, Die Wasserspiegelbilder. 8°. 38 S. 20 Abb. Halle a/S., W. Knapp. 1903. M. 1.50.

Diese „Angaben für Maler und Photographen" studieren die Spiegelung an der Welle und illustrieren sie durch gut gewählte Abbildungen. E. Englisch.

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

Tagesereignisse.

Jubiläums-Preisaufgaben des Elektrotechnischen Vereins zu Berlin. Der von Werner v. Siemens und Heinrich v. Stephan begründete Elektrotechnische Verein hat beschlossen, aus Anlass seiner 1904 bevorstehenden 25jährigen Stiftungsfeier die beiden folgenden Preisaufgaben zum freien Wettbewerb auszuschreiben: 1. Vergleichende Untersuchung der Isolierstoffe für den Aufbau von elektrischen Maschinen und Apparaten. 2. Prüfung und Würdigung der bisherigen Vorschläge, Elektrizität unmittelbar aus Kohle zu erzeugen. Für die Lösung der beiden Aufgaben sind 4000 Mk. als Preise, die auf mindestens 1000 Mk. bemessen sind, zur Verfügung gestellt. Die Einreichungsfrist läuft bis 1. Juli 1904.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden an der Technischen Hochschule in Stuttgart der a. o. Professor Dr. Lueger zum o. Professor für Wasserbau, der a. o. Professor Berg zum o. Professor für Maschineningenieurwesen, an der Technischen Hochschule in Zürich der Privatdozent Dr. E. Winterstein zum Professor für Agrikulturchemie und verwandte Fächer.

Es habilitierten sich an der Universität Wien Dr. E. Kohl für Physik, an der Universität Giessen Dr. W. Schmidt für Physik und K. Brand für Chemie, an der Universität Breslau Dr. Julius Meyer für Chemie, an der Böhmischen Universität in Prag der bisherige Privatdozent an der Technischen Hochschule in Darmstadt Dr. G. Kučera für Experimentalphysik, an der Universität Dr. Otto Schmidt für physikalische und organische Chemie.

Die Pariser Akademie der Wissenschaften hat dem deutschen Chemiker Karl Graebe-Genf, die Lavoisier- als auch die Berthelot-Medaille verliehen. Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule Charlottenburg, A. Paalzow, wurde anlässlich seines 80. Geburtstages von der Technischen Hochschule Karlsruhe zum Doktor-Ing. ehrenhalber ernannt.

Zurückgetreten sind der Privatdozent der Mathematik F. Kraft und der Privatdozent für Elektotechnologie Dr. A. Denzler, beide von der Technischen Hochschule in Zürich.

Gestorben: am 27. Juli der a. o. Professor der Physik an der Universität Graz Dr. Simon Subic im Alter von 73 Jahren, am 23. Juli der o. Professor der Mathematik an der böhmischen Technischen Hochschule in Prag, Hofrat Eduard Weyr im Alter von 51 Jahren, in Kiew der frühere Professor für Chemie am Berginstitut in St. Petersburg Lissenko im Alter von 66 Jahren.

Berichtigungen.

Im 4. Jahrg. dieser Zeitschr. S. 581—583, Art. des Herrn Przibram, sind einige Druckfehler zu berichtigen.

In den Literaturangaben:

S. 581, 1. soll es heissen **68**, 294, 1899
statt **62**, 294, 1899.
S. 582, 1. soll es heissen **60**, 776, 1897
statt **60**, 116, 1897,

und S. 583, Spalte 1, Zeile 26 von oben soll es heissen „besteht" statt „entsteht".

Ferner in der Arbeit des Herrn Dorn, 4. Jahrg., S. 507 muss es S. 508 am Schluss des vorletzten Absatzes heissen: negative Elektrizität angehäuft.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. | 1. September 1903. | 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 24 am 2. September 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Pisa. (Direktor: A. Battelli.)

No. 17[1]): R. Magini, Über den Gebrauch des Beugungsgitters beim Studium des ultravioletten Spektrums.

Bei Gelegenheit einer noch nicht abgeschlossenen längeren Arbeit über die Absorptionsspektra von farbigen isomeren Körpern in der ultravioletten Region ergab sich der Anlass zur Verwendung des Rowlandschen Gitters in einer anderen als der üblichen Weise.

Ich bedurfte eines sehr intensiven Spektrums mit vielen Linien und Banden. Um diese letzte Bedingung zu erreichen, muss man im allgemeinen übereinanderliegende Spektra, die von verschiedenen Körpern oder aus verschiedenen Quellen geliefert werden, beobachten. Will man dann die Resultate der Beobachtung deuten, so muss man die Elemente unterscheiden, welche die Liniengruppen bilden, die nur um sehr kleine Bruchteile einer Wellenlänge voneinander abweichen. Man kann nun das ultraviolette Spektrum 1. Ordnung nicht gebrauchen, denn obwohl es sehr lichtstark ist, hat es doch eine zu schwache Dispersion.

Auch das Spektrum 2. Ordnung weist grosse Mängel auf; es ist wenig lichtstark und wird von den anderen Spektren überlagert, nämlich gerade von dem lichtstarken 1. Ordnung einerseits und dem äussersten Ultraviolett des Spektrums 3. Ordnung andererseits. Die Mitanwesenheit dieser Spektren macht die Deutung der Beobachtungen mühevoll und oft unmöglich und verdeckt vollständig die Resultate.

Aber auch die Trennung durch Quarzprismen verursacht viele Arbeit; ein langes, auf einmal photographierbares Spektrum lässt sich dabei nicht herstellen; auch verliert man bei diesem Vorgehen den Vorteil, der den Grund für die Verwendung des Gitters bildet, das ist die Ausschaltung von jeglichem absorbierenden Medium.

In Folgendem will ich in Kürze die Lösung des derartig begrenzten Problems auseinandersetzen. — Die Aufstellung des Gitters ist einfach: auf zwei doppelten Stützen von dickem Spiegelglas, die rechtwinkelig zu einander stehen, laufen zwei Metallschlitten, von denen einer das Gitter, der andere das Okularsystem trägt. Eine metallische Triebstange verbindet die beiden Schlitten; in der Mitte dieser Triebstange ist ein leichter, bequem ablesbarer Zeiger angebracht, der mit seinem vorderen Ende zu einem Rahmen hinführt, der die Krümmung des durch die Stellung von Spalt, Gitter und Okular bestimmten Kreises hat.

Es ist bekannt, dass man bei Bewegung des Schlittens normale Spektra 1. Ordnung beobachten kann; da aber Helligkeit in allen Punkten vorhanden ist, für welche

$$e\,(\sin i + \sin \vartheta) = N\lambda$$

ist, so entstehen auf der entgegengesetzten Seite auch andere Spektra, rechts von dem Betrachter des Gitters, gerade zwischen diesem und dem regelmässig reflektierten Bilde des Spaltes. Diese Spektra auf der rechten Seite sind höher, lichtstärker und mehr auseinandergezogen als die links. Vergrössert man den Einfallswinkel i, so lässt sich leicht zeigen, dass das Ultraviolett 1. Ordnung die einzige Region des rechtsseitigen Spektrums ist, welche für bedeutende Grössen von i ausreichend weit vom Gitter entfernt bleibt.

1) Nr. 16: Diese Zeitschr. 4, 347, 1903.

Aus der oben angeführten Beziehung ergiebt sich, dass die aufeinander folgenden Werte von ϑ, die einer bestimmten Wellenlänge entsprechen, algebraisch mit dem Grösserwerden von i abnehmen, — oder, wenn wir uns vergegenwärtigen, dass ϑ in unserem Fall stets negativ ist, — dass ihre absoluten Werte zunehmen. Aus der Formel

$$\frac{d\vartheta}{\lambda} = \frac{N}{e \cos \vartheta}$$

ergiebt sich schliesslich, dass die Dispersion mit i zunimmt. Wird das Beugungsgitter aus einer Lage R_1 in eine Lage R_2 gebracht, derart, dass $i_2 > i_1$ ist, so erhält man ein ultraviolettes Spektrum $\mathfrak{J}_2$, das weiter auseinandergezogen als das Spektrum $\mathfrak{J}_1$ ist; steigert man die Grösse von i merklich, so kann man das rechtsseitige Spektrum 1. Ordnung eine Dispersion erreichen lassen, welche der des normalen Spektrums 2. Ordnung nahe kommt oder sie übertrifft.

Ist die Montierung des Beugungsgitters genau und ist die Einstellung des Brennpunktes vollkommen, so steht eine Membran, welche auf den gekrümmten Rahmen gespannt ist, der sich in passender, von der Stellung des Beugungsgitters abhängigen Lage befindet, — auch sozusagen im Brennpunkt, und kann das Bild des Spektrums aufnehmen. Zur Berechnung der Wellenlängen braucht man nur auf derselben Membran das regelmässig reflektierte Bild und das Spektrum aufzufangen; ist ς die Entfernung zwischen jenem Bild und einer Linie, so erhält man sofort

$$\lambda = 2e \sin \frac{\varsigma}{4r} \cos \left(i - \frac{\varsigma}{4r}\right);$$

$2r$ ist die Entfernung zwischen Beugungsgitter und Okular, also der Krümmungsradius des Beugungsgitters.

Bei dieser Anordnung dient das Okular nur dazu, die Grösse des Einfallswinkels anzugeben, sei es mittels der Skala der Wellenlängen und der Distanzen zwischen Spalt und Okular, welche an den doppelten Trägern, auf denen das Okular selbst ruht, befestigt ist, sei es nach direkter Beobachtung einer bekannten Linie mit Hilfe der Beziehung:

$$\sin i = \frac{N\lambda}{e}.$$

Bei den auf diese Weise erhaltenen Spektren ist die Dispersion nicht konstant, weil sie mit λ zunimmt; doch bedeutet dies bei vielen Studien, wie bei denen über Absorption, keine Störung.

Nach dieser Methode erhielt ich Photographien von bemerkenswerter Klarheit und Dispersion, und konnte Studien ausführen, bei denen ich sonst das normale Spektrum 2. Ordnung gebraucht hätte. Ich konnte so seine Mängel vermeiden und die seltene Lichtfülle des rechtsseitigen Spektrums benutzen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 22. Juli 1903.)

Die Anwendung der Thermosäule zu exakten Messungen im Ultraviolett. (Vorläufige Mitteilung.)

Von A. Pflüger.

Während das Bolometer und die Thermosäule bisher vorzügliche Dienste zur Erforschung der Gesetze der ultraroten, zum Teile auch der sichtbaren Strahlung geleistet haben, schien die geringe Energie der ultravioletten Lichtquellen bisher ihrer Anwendung zu spotten. Erst in letzter Zeit haben die Herren Hagen und Rubens bei ihren Messungen der Metallreflexion auch im Ultraviolett die Thermosäule angewandt. Sie erhielten unter Verwendung von Quarzflussspatpräparaten, einer elektrischen Bogenlampe und eines empfindlichen Galvanometers, sowie sehr grosser Spaltweiten des benutzten Spektrometers noch bei $\lambda = 251\,\mu\mu$ geringe Ausschläge des Galvanometers (ca. 7 Skalenteile).

Ich selbst habe vor kurzem dieselbe Methode zur Bestimmung der Absorption der Gläser im photographisch wirksamsten Teile des Spektrums verwendet. Es ist mir inzwischen gelungen, sie zu solcher Vollkommenheit und Empfindlichkeit auszubilden, dass alle Fragen, die mit der Photometrie sowohl, wie der exakten Messung der Intensität ultravioletter Strahlen zusammenhängen, nunmehr lösbar sind. Eine Grenze hat mir bisher nur die Absorption der von mir verwandten Quarzoptik, die bei 220 $\mu\mu$ schon sehr merkbar wird, gesetzt. Ich stehe im Begriffe, die Methode unter Verwendung von Flussspatpräparaten auch auf diejenigen kürzesten Wellen anzuwenden, deren Nachweis bisher nur Herrn Schumann unter Benutzung besonderer photographischer Platten gelungen ist. Die Methode wird damit zu einem mächtigen Hilfsmittel zur Erforschung kürzester Ätherwellen, die wahrscheinlich nur an der Absorption des Flussspates eine Grenze finden wird.

Die Anordnung, die ich später genauer beschreiben werde, ist im Prinzip dieselbe, wie ich sie früher angewandt habe. Ihre Brauchbarkeit im äussersten Violett beruht, ausser auf ihrer grossen Empfindlichkeit, auf der Entdeckung, dass die Funkenspektra verschiedener Metalle im Ultraviolett sehr reich an Energie sind, und zudem gegen kürzere Wellenlängen stark an Intensität zunehmen. Unter Anwendung verschiedener Vorsichtsmassregeln gelingt es zunächst, den Funkenübergang zwischen

Metallelektroden so regelmässig zu gestalten, dass die Ausschläge des Galvanometers um höchstens 2 Proz. differieren. Eine grössere Genauigkeit erreicht man auch mit einer elektrischen Glühlampe, bekanntlich einer sehr konstanten Lichtquelle, nur, wenn das Galvanometer keinen äusseren Erschütterungen ausgesetzt ist.

Des weiteren ist meine Anordnung so empfindlich, dass ich im ganzen Ultraviolett von 350 $\mu\mu$ bis 214 $\mu\mu$, also bis zur beginnenden Absorption des Quarzes mehrere Hundert, ja sogar Tausende von Skalenteilen Ausschlag bei 1 mm Spaltbreite und sehr grosser Dispersion erhalten kann. Bedenkt man, dass die gewöhnlichen photographischen Platten bei den letzten dieser Wellenlängen völlig unbrauchbar werden, so leuchtet die grosse Verwendbarkeit der Methode ein. 214 $\mu\mu$ ist die letzte Wellenlänge, welche die neuesten Tabellen von Exner und Haschek angeben. Bei dieser Wellenlänge gelingt es, mit einer Spaltbreite von 1,5 mm nicht weniger als 220 Skalenteile Ausschlag zu erhalten. Bei 0,1 mm Spaltbreite lassen sich im ganzen Ultraviolett noch 10 bis 100 Skalenteile erzielen, und bei Verwendung von Flussspat der Ausschlag auf das Doppelte steigern.

Die Verwendung des Funkens bietet gegenüber der Bogenlampe nicht allein den Vorteil grösserer Intensität, sondern vermeidet auch die schädliche diffusse Strahlung so gut wie vollständig. Damit fallen alle Vorsichtsmassregeln zur Beseitigung dieser fort.

Mit Hilfe der Methode wird es nunmehr nicht allein möglich sein, im Ultraviolett photometrische, insbesondere Absorptions- und Reflexionsmessungen, mit grösster Genauigkeit anzustellen, es lässt sich auch Aufschluss geben über die Intensitätsverhältnisse in Linienspektren. Ist doch eine erste Frucht der Nachweis, dass die Intensität im Funkenspektrum verschiedener Metalle gegen kürzere Wellenlängen stark anwächst. Ich bin im Begriff, hierüber eine Reihe von Messungen auszuführen, und werde darüber sowohl wie über den Nachweis noch kürzerer Wellenlängen mit Hilfe des Vakuumspektrographen demnächst berichten. Auch die Absorption und Reflexion verschiedener interessanter Substanzen wird mitgeteilt werden. Heute beschränke ich mich, um ein Beispiel von der Anwendbarkeit und Genauigkeit der Methode zu geben, auf die Mitteilung einiger Absorptionsmessungen am Quarz und Kalkspat. Ich bemerke im voraus, dass ich definitive Zahlen erst später angeben werde, da das benutzte Material an Güte zu wünschen übrig liess.

1. Beispiel. Kalkspatplatte, mit einigen Sprüngen, 4 mm dick, 5 qcm gross. Mit dieser geringen Grösse konnte nur etwa der dritte Teil der verfügbaren Energie ausgenutzt werden. Wenn die Galvanometerausschläge trotzdem beträchtliche sind, so beweist dies, dass die Methode auch auf kleine Stücke Substanz angewandt werden kann.

Die Zahlen bedeuten Galvanomerausschläge in Millimetern, links mit, rechts ohne in den Strahlengang eingeschaltete Platte. Der Quotient ihrer Mittelwerte giebt den von der Platte durchgelassenen Bruchteil der auffallenden Strahlung, ohne Abzug der Reflexion, an. Die Spaltweite ist 1 mm. Das Licht ist homogen auf wenige Angström.

$\lambda = 214\ \mu\mu$		Durchgelassene Strahlung:
21	59	
21	60	35 Proz.
21	60	
$\lambda = 235\ \mu\mu$		
25	40	
26	39	64,5 Proz.
25	40	
$\lambda = 258\ \mu\mu$		
53	68	
52	72	73 Proz.
50	72	
$\lambda = 271\ \mu\mu$		
83	108	
80	104	76,5 Proz.
80	105	

2. Beispiel. Quarzplatte, 10 mm dick, 14 qcm Fläche.

$\lambda = 214\ \mu\mu$		1 mm Spaltweite. Durchgelassene Strahlung:
51	62	
49	59	
49	61	
49	61	81,5 Proz.
50	60	
$\lambda = 230\ \mu\mu$		1 mm Spaltbreite.
105	124	
108	125	
106	128	85,3 Proz.
112	127	
112	130	
109	127	
$\lambda = 280\ \mu\mu$		Spaltweite $^1/_{10}$ mm.
82	95	
79	93	
81	92	86,7 Proz.
82	94	
81	94	

Bonn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. August 1903.)

Das magnetische Analogon zur Bewegung eines Dielektrikums im elektrischen Felde.

Von A. H. Bucherer und A. Pflüger.

Die Versuche von Röntgen, Pender und Eichenwald haben gezeigt, dass bei der Bewegung eines Dielektrikums in einem elektrischen Felde eine magnetische Kraft entsteht. Es fragt sich, ob nach Analogie dieser Erscheinung ein im magnetischen Kraftfeld sich bewegender para- oder diamagnetischer Körper eine elektrische Kraft erzeugt in einem relativ zum Magnetfelde ruhenden Leiter. Wie der eine von uns[1]) schon bemerkt hat, würde die Kraft $\mathfrak{E}$ den Wert annehmen:

$$\mathfrak{E} = (\mu - 1)\,[\mathfrak{u}\,\mathfrak{H}],$$

wo μ die magnetische Permeabilität, $\mathfrak{u}$ die konstante Geschwindigkeit des sich bewegenden Mediums bezeichnet und wo $\mathfrak{H}$ die Kraft des gleichförmigen magnetischen Feldes bedeutet.

Für die Bewegung eines Dielektrikums im elektrischen Felde gilt die analoge, von Eichenwald experimentell bestätigte Gleichung:

$$\mathfrak{H} = (K - 1)\,[\mathfrak{E}\,\mathfrak{u}],$$

K ist die Dielektrizitätskonstante. Zum Nachweis der elektrischen Kraft haben wir folgenden Versuch angestellt.

Ein grosser Elektromagnet trägt Polschuhe, deren Enden in horizontale Eisencylinder von 1,5 cm Dicke auslaufen, so zwar, dass die Endflächen dieser Cylinder sich in einem Abstand von ca. 1,5 cm gegenüberstehen. Ein Strom von 14 Amp. erzeugt zwischen diesen Endflächen ein nahezu homogenes Feld von ca. 9000 C.G.S.-Einheiten.

Auf den Tisch des Magneten wird ein Glasrohr von 80 cm Länge und 1 cm lichter Weite in horizontaler Lage so montiert, dass seine Mitte zwischen den Endflächen der Cylinder liegt, und dass seine Achse die Achse der beiden Cylinder senkrecht durchschneidet. Vermittels zweier, seitlich angesetzter Glasröhrchen ist ein Platindraht in vertikaler Richtung quer durch das Glasrohr gesteckt. Er steht also senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien. Der Draht ist durch einen Siegellacküberzug isoliert. Seine Enden ragen oben und unten aus dem Glasrohr hervor. Die Durchstecköffnungen sind verkittet.

Eine Eisenchloridlösung vom spezifischen Gewicht 1,3 befindet sich in einem an der Decke aufgehängten Gefäss, das durch einen Gummischlauch mit dem einen Ende der Glasröhre in Verbindung steht. Das andere Ende des Glasrohres ist durch einen Hahn verschlossen. Öffnet man diesen, so durchläuft die Flüssigkeit das Glasrohr mit einer Geschwindigkeit von 80 cm/sec, und ergiesst sich in einen zweiten Behälter.

[1]) A. H. Bucherer, Ann. d. Phys. **8**, 328, 1902 u. **11**, 283, 1903.

Wenn der Magnet erregt wird, und wenn die Flüssigkeit das Rohr durchläuft, so steht ihre Bewegungsrichtung senkrecht auf den magnetischen Kraftlinien und senkrecht auf dem Platindraht. In letzterem soll dann eine elektrische Potentialdifferenz entstehen.

Die Grösse dieser Potentialdifferenz berechnet sich aus den Versuchsdaten:

$$\mathfrak{H} = 9000 \text{ C.G.S.}$$
$$\mathfrak{u} = 80 \text{ cm/sec}$$
$$\mu - 1 = 377 \cdot 10^{-6}$$
$$\text{zu} \quad 2{,}72 \cdot 10^{-6} \text{ Volt.}$$

Elektrometrisch lässt sich diese geringe Kraft selbst mit dem empfindlichen Dolezalekschen Elektrometer nicht nachweisen.

Wir haben darum die Enden des Platindrahtes mit einem sehr empfindlichen Galvanometer verbunden, das 1 Skalenteil-Ausschlag für $1 \cdot 10^{-9}$ Amp. gab. Der Gesamtwiderstand des Stromkreises betrug ca. 10 Ohm. Vorausgesetzt also, dass die Versuchsbedingungen überhaupt einen elektrischen Strom zu stande kommen lassen, der nur durch die Potentialdifferenz an den Enden des Platindrahtes und durch den Widerstand der Leitung bedingt ist, hätte man 270 Skalenteile-Ausschlag beobachten müssen. Beobachtet wurde aber kein Ausschlag.

Nun wird man gegen diese Versuchsanordnung folgendes einwenden. Ob in dem Stromkreise ein elektrischer Strom zu stande kommt, das hängt nicht von der Potentialdifferenz an den Enden des Platindrahtes, sondern davon ab, ob das Linienintegral der elektrischen Kraft, erstreckt über den ganzen Stromkreis, von Null verschieden ist.

Gewöhnlich wird diese Bedingung als erfüllt angesehen, wenn die Anzahl der von der Leitung umschlossenen magnetischen Kraftlinien sich zeitlich ändert. Das ist nun bei unserer Anordnung nicht der Fall, auch dann nicht, wenn man annimmt, dass das Paramagnetikum die in ihm erzeugten magnetischen Kraftlinien eine Strecke weit mit sich führe. Wir würden dann nur einen stationären Zustand und keine zeitliche Änderung der Kraftlinienzahl bekommen.

Indessen ist letzterer Satz in dieser allgemein bindenden Bedeutung nicht richtig. Die Erscheinungen der unipolaren Induktion (man denke nur an die Fesselschen Apparate) beweisen, dass in einem geschlossenen Leiter ein Strom auch dann auftreten kann, wenn die Zahl der von ihm umschlossenen Kraftlinien sich zeitlich nicht ändert. Dass die Erscheinungen der unipolaren Induktion an die Existenz von Gleitstellen geknüpft sind, ändert nichts an dieser nackten Thatsache. Man wird darum von diesem Standpunkte aus nicht von vorn-

herein die Aussichtslosigkeit unseres Versuches behaupten dürfen, und zum mindesten zugeben müssen, dass es von Interesse war, ihn durchzuführen.

Von einem anderen Standpunkte aus könnte man zu der Auffassung gelangen, dass unser Versuch ein positiver Beweis gegen die Existenz der behaupteten Analogie sei. Man kann nämlich die Ergebnisse und Untersuchungen der Herren Röntgen, Pender und Eichenwald mit dem letzteren Autor auch folgendermassen aussprechen.

Wenn wir eine dielektrische Scheibe in ein elektrisches Feld bringen, so zwar, dass die elektrischen Kraftlinien senkrecht zur Scheibenfläche stehen, dann bilden sich auf beiden Seiten der Scheibe Flächenladungen freier Elektrizität aus. Die Versuche zeigen, dass diese freien Ladungen mit der Scheibe mitrotieren. In der That ist ja die beobachtete magnetische Wirkung genau so gross, als wenn die beiden Seiten der Scheibe mit Flächenladungen wahrer Elektrizität von der Flächendichte:

$$\sigma_e = \frac{(K-1)}{4\pi} E$$

(E der Absolutwert der elektrischen Kraft) geladen wären, und als wenn diese Ladungen mitrotierten und ihre Rotation elektrischen Kreisströmen äquivalent wäre.

Wollten wir zu diesen Versuchen ein strenges Analogon bilden, so müssten wir eine Scheibe eines absolut „weichen" para- oder diamagnetischen Körpers in einem homogenen Magnetfeld rotieren lassen. Offenbar sind dann die beiden Flächen der Scheibe mit Ladungen von freiem Magnetismus von der Flächendichte

$$\sigma_m = \frac{(\mu-1)}{4\pi} H$$

(H der Absolutwert der magnetischen Kraft) belegt, und die Analogie würde besagen, dass diese Ladungen (und damit die magnetischen Kraftlinien, welche die Ladungen innerhalb der Scheibe verbinden) die Rotation mitmachten.

Geht man nun von der Ansicht aus, dass in einem beliebigen Leiter, wenn er durch ein Magnetfeld bewegt wird, eine elektrische Kraft auftritt, die die Elektrizitäten entgegengesetzten Zeichens auseinandertreibt, und so Belegungen von freier Elektrizität erzeugt, und wenn man gerade darin das Wesen der Magnetoinduktion erblickt, — dann wird man dies auch für unseren Platindraht zugeben müssen. Bewegt er sich doch relativ zu einem Teil der im paramagnetischen Medium vorhandenen Kraftlinien. Da aber die so im Platindraht entstehende Kraft von seiten des übrigen Stromkreises keinerlei Kompensation erfährt, so ist das Linienintegral der elektrischen Kraft, erstreckt über den Stromkreis, nicht Null, und es hätte ein elektrischer Strom sich ausbilden und beobachtet werden müssen.

Wir werden die Aufgabe weiter verfolgen, und insbesondere versuchen, durch grössere Geschwindigkeiten, sowie durch die Wahl von Medien mit höherer Permeabilität, etwa einer rotierenden Scheibe von möglichst „magnetisch weichem" Eisen eine grössere, elektrometrisch messbare elektrische Kraft hervorzurufen.

Wenn man bei dem obigen Versuch den Platindraht nicht mit einem isolierenden Überzug versieht oder auch ihn in der Mitte durchschneidet, und ferner als Flüssigkeit das zweckmässigere Quecksilber nimmt, so erhält man offenbar nichts weiter als eine Modifikation der Apparate zur Demonstration der unipolaren Induktion, und das Galvanometer zeigt, bei Erregung des Magnetfeldes und langsamem Durchfluss des Quecksilbers, schon sehr kräftige Ströme an. Der Platindraht dient dann als Gleitstelle. Im Falle er durchschnitten ist, fliesst der ganze Strom durch die Galvanometerleitung. Ist er nicht durchschnitten, so fungiert er immer noch als Gleitfläche, doch verteilt sich der Strom auf die Galvanometerleitung und auf den Platindraht, der dann zugleich als Nebenschluss dient, nach Massgabe ihrer Widerstände.

Den ersteren dieser beiden letzten Versuche hat Faraday[1]) bereits ohne Erfolg angestellt, freilich unter sehr viel schwierigeren Bedingungen. Er senkte Platinelektroden in einen Fluss, der das magnetische Kraftfeld der Erde durchströmte, ohne einen messbaren Strom zu erhalten.

1) Faraday, Experimental researches I, 190.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 8. August 1903.)

Über das Hallsche Phänomen.

Von Edmund van Aubel.

I. Untersuchung von Wismutsulfid.

In einer früheren Notiz[1]) habe ich gezeigt, dass die Legierung, welche 8,35 g Antimon auf 91,65 g Wismut enthält, und die Mischung von Wismut und Wismutsulfid, welche 4,36 Gewichtsteile Schwefel auf 95,64 Gewichtsteile Wismut enthält, einen Hallschen Effekt zeigten, der stärker ist als bei reinem Wismut. Die seither angestellten Versuche haben mir den Beweis gebracht, dass die Hinzufügung einer grösseren Menge Wismutsulfid zum Wismut den Wert

1) Comptes Rendus, 10. Nov. 1902.

des Hallschen Rotationskoeffizienten noch weiter erhöht und dass dieser besonders hoch beim Wismutsulfid ist. Ich habe jedoch auch noch festgestellt, dass der bei den früheren Versuchen benutzte Wismut, wenn auch angeblich rein, dies doch in Wirklichkeit nicht vollständig war und deswegen einen erheblich zu schwachen Wert geliefert hat. Die über Wismut veröffentlichten Arbeiten haben die Schwierigkeit gezeigt, die man begegnet, wenn man sich dieses Metall in absolut reinem Zustande verschaffen will, und den Einfluss, den Spuren fremden Metalls auf den Hallschen Effekt ausüben, der im übrigen mit der Lage der Krystallachse in der untersuchten Platte variiert. Diese Beobachtung ändert im übrigen nichts an dem qualitativen Resultate meiner früheren Notiz.

Unten folgende Tabellen enthalten die Werte, die ich bei der Untersuchung eines wahrscheinlich reineren Wismuts, als der frühere war, und von Wismutsulfid erhalten habe. Da dieses Sulfid zerbrechlich ist, so wurde die Substanz in einem Tiegel geschmolzen und die untersuchte Platte aus dem nach Erkalten der Masse zurückgebliebenen Block herausgesägt. Diese Versuche wurden nach der vorher benutzten Methode aufgestellt. Da die beiden Hallschen Elektroden nicht vollständig auf zwei Linien gleichen Potentiales lagen, so zeigte der Galvanometerspiegel eine Ablenkung, wenn der Primärstrom durch die untersuchte Platte ging. Diese Ablenkung wurde nach dem gewöhnlichen Verfahren, durch Kompensation, fast vollständig zu Null gemacht.

1. Platte aus reinem von der Kahlbaumschen Fabrik gelieferten Wismut, Dicke 0,9 mm.

Stärke des den Elektromagneten durchfliessenden Stromes: 31,1 Amp.

Stärke des primären Stromes in der Platte: 1,300 Amp.

Ablesungen der Stellungen des Galvanometerspiegels:

a) Anfangsstellung		22,00
b) Primärstrom in der Platte		22,20
c) Unter der Einwirkung des Elektromagneten	Bei der einen Magnetisierungsrichtung (A^1)	15,89
	Bei der and. Magnetisierungsrichtung (B^1)	25,86

Hallscher Effekt proportional zu 25,86 — 15,89 = 9,97.

Die Magnetisierung (A^1) giebt 6,31 Teilstriche, die andere nur 3,66 Teilstriche.

2. Reine Wismutsulfidplatte [1]), Dicke 1,4 mm.

Stärke des den Elektromagneten durchfliessenden Stromes 31,5 Amp.

Stärke des Primärstromes in der Platte 1,280 Amp.

Ablesungen der Stellung des Galvanometerspiegels:

a) Anfangsstellung		22,00
b) Primärstrom in der Platte		21,58
c) Unter der Einwirkung des Elektromagneten	Bei der einen Magnetisierungsrichtung (A^1)	6,51
	Bei der anderen Magnetisierungsrichtung (B^1)	24,91

Hallscher Effekt proportional zu 24,91 — 6,51 = 18,40.

Magnetisierungsrichtung (A^1) ergiebt 15,07 Teilstriche, die andere (B^1) nur 3,33 Teilstriche.

Wie man aus obigem ersieht, hat der Hallsche Rotationskoeffizient dasselbe Zeichen bei reinem Wismut, dem Sulfid des Metalls und den Mischungen beider; die Stärke des Phänomens ist bei reinem Sulfid so erheblich, dass man den Hallschen Effekt zur Messung von starken Magnetfeldern verwenden kann.

Es ist interessant zu bemerken, dass die eine Magnetisierung bedeutend stärkere Ablenkungen giebt, als die andere. Diese Unsymmetrie rührt von der Lage der Krystalle in der Wismut- oder Sulfidplatte her. Um mich davon beim Wismutsulfid [1]) zu über-

1) Während des Schmelzens oxydiert sich ein Teil des Wismutsulfids an der Oberfläche. Wenn auch die untersuchte Platte aus der Mitte der im Tiegel zurückgebliebenen Masse ausgesägt worden war, so ist es doch möglich, dass man mit einer völlig reinen Wismutsulfidplatte einen noch höheren Hallschen Rotationskoeffizienten erhalten würde.

1) Bei meinen Untersuchungen über den Hallschen Effekt mit dünnen Schichten Wismut, die durch Elektrolyse auf Platinspiegeln erhalten wurden (Archives des Sciences physiques III, Bd. 33, p. 222; 1895), habe ich beobachtet, dass die Stärke des Phänomens mit der Magnetisierungsrichtung variierte (siehe auch von Ettingshausen und Nernst, 1887, sowie Hall, 1888), und ich habe diese Unsymmetrie dem Umstande zugeschrieben, dass die beiden sekundären Hallschen Elektroden selten auf zwei Linien gleichen Potentials lagen und auch der Zunahme des elektrischen Widerstandes im Magnetfelde. Lebret hat bei seinen zahlreichen Versuchen gleichfalls eine Unsymmetrie festgestellt; er hat sich gegen meine Erklärung gewandt und die beobachteten Eigentümlichkeiten der krystallischen Struktur der von ihm untersuchten Wismutplatte zugeschrieben (siehe im besonderen Electrician 10. April 1896, S. 787), aber E. van Everdingen hat gezeigt, dass Lebret die Umstände, auf die ich aufmerksam gemacht habe, nicht genügend berücksichtigt hatte; er hat sich auf seiten meiner Anschauungsweise gestellt, wenigstens (Doktorarbeit 1897, S. 18—19) was elektrolytische Wismutplatten anbelangt. („Men kan dan ook gerust aannemen, dat de groote verschillen die van Aubel waarnam uitsluitend aan deze storing mogen worden toesgeschreven, daar de plaatjes electrolytisch neergeslagen en waarschijnlijk volkomen onregelmatig waren".)

Die wichtigen späteren Arbeiten von E. van Everdingen über diese Frage haben mit vollkommener Sicherheit das Vorhandensein einer anscheinenden Unsymmetrie, wie diese sich in meinen Versuchen aus dem Jahre 1895 gezeigt hat, festgestellt, und ebenso eine andere von der obigen verschiedene, die von der Krystallstruktur der Wismutplatte herrührt (Archives néerlandaises, Serie II, Bd. IV, pp. 382 und

zeugen, habe ich eine kreisförmige Platte hergestellt, deren Durchmesser 15,3 mm bei einer Dicke von 1,3 mm betrug. Dieselbe wurde auf eine Ebonitplatte gestellt, senkrecht zu den Kraftlinien des Magnetfeldes, sodass sie, in seiner Ebene, um eine zu ihrer Ebene senkrechte und durch seinen Mittelpunkt hindurchgehende Achse rotieren konnte, während die Stellungen der beiden Hallschen und der beiden den Primärstrom zuleitenden Elektroden festblieben. Unter diesen Umständen brachte die Erregung der Elektromagneten folgende Ablenkungen des Galvanometerspiegels hervor:

Stellung I der Platte	Magnetisierungsrichtung (A^1) .	8,83
	Andere Magnetisierungsrichtung (B^1) . .	10,18
Stellung II der Platte	Magnetisierungsrichtung (A^1).	10,94
	Andere Magnetisierungsrichtung (B^1) . .	7,67
Stellung III der Platte	Magnetisierungsrichtung (A^1) .	9,94
	Andere Magnetisierungsrichtung (B^1) . .	9,50

Beim Drehen der Platte ändert also die Unsymmetrie ihre Richtung, und in Stellung III geben beide Magnetisierungen voneinander wenig verschiedene Resultate. Die Wismutsulfidkrystalle sind jedoch zu einer eingehenderen Untersuchung der Erscheinung zu klein.

II. Einfluss des umgebenden Mittels.

Ich habe mir vorgenommen zu untersuchen, ob der Hallsche Effekt beeinflusst wird, wenn man die untersuchte Platte in einem Mittel anbringt, dessen spezifischer Magnetismus erheblich ist. Zu diesem Zwecke wurde das Hallsche Phänomen bei einer Platte untersucht, die aus einer Mischung von Wismut und Wismutsulfid bestand und 4.36 Gewichtsteile Schwefel auf 95,64 Wismutteile enthielt. Diese Platte wurde mit einer dünnen Schicht Firnis überzogen und in einen Glastrog angebracht, der zunächst reines Wasser und darauf eine konzentrierte Eisenchloridlösung bei einer Dichte von 1,265 enthielt. Der Versuch wurde so eingerichtet, dass die Flüssigkeit in beiden Fällen dieselbe Temperatur hatte. Es wurde kein Unterschied in der Stärke des Hallschen Effekts beobachtet.

472; 1901). Die erstere tritt bei elektrolytisch niedergeschlagenem Wismut jedesmal dann auf, wenn die sekundären Elektroden nicht auf gleichem Potential sind, und zwar rührt sie von der Zunahme des elektrischen Widerstandes her.

Meine Ergebnisse und ihre Auslegung haben also in den Untersuchungen des holländischen Physikers ihre Bestätigung gefunden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 22. Juli 1903.)

Über die Maxwellsche Theorie.

Von Emil Cohn.

Die „Maxwellsche Theorie ist das System der Maxwellschen Gleichungen", — so hat einmal Hertz definiert, und diese Definition durfte als allgemein acceptiert gelten. Gleichwohl hat sich anlässlich der Diskussion neuerer Beobachtungen[1]) gezeigt, dass über den Umfang der Theorie Meinungsverschiedenheiten bestehen.[2]) Drude wünscht der „Maxwellschen Theorie in ihrer ursprünglichen Gestalt" gewisse Erweiterungen als wesensgleich einzufügen, — Planck scheidet aus ihr ein spezielleres Gleichungssystem als „einfachsten Ausdruck der Theorie" aus. Den Begriff der „Maxwellschen Theorie" nicht zu weit und nicht zu eng zu fassen, ist aber meines Erachtens nicht nur eine Forderung der historischen Gerechtigkeit; es liegt auch im Interesse einer gesunden Fortbildung der Elektrodynamik. Denn indem wir die „Maxwellsche Theorie" im Sinne der Hertzschen Definition abgrenzen, trennen wir den sicheren Besitz vom unsicheren, das fertige und bestimmte vom werdenden und anpassungsfähigen. Die Maxwellsche Theorie kann uns noch heute durch ungeahnten Inhalt überraschen, — das zeigen die Hagen-Rubensschen Versuche, — aber sie kann uns nicht mehr enttäuschen. Innerhalb eines Gebietes, dessen Mindestumfang bestimmt anzugeben ist, fasst sie unsere verlässlichsten Kenntnisse in einen Ausdruck von höchster Einfachheit zusammen. Wir lehren Erfahrungsthatsachen, wenn wir Maxwellsche Theorie lehren; — wir bieten eine wertvolle Arbeitshypothese, wenn wir von ihren Deutungen und Erweiterungen sprechen.

Es scheint mir deshalb nicht unnütz, die Grenzlinien der Maxwellschen Theorie noch einmal möglichst scharf zu zeichnen. Dass die Zeichnung nichts neues bringen kann, ist selbstverständlich.

1. Wenn wir von den „Maxwellschen Gleichungen" sprechen, so brauchen wir nicht notwendig an die Maxwellsche Schreibweise zu denken. Jedes Gleichungssystem, welches dem Maxwellschen mathematisch äquivalent ist, ist in gleichem Mass Ausdruck der Maxwellschen Theorie. Wir werden also die einfachste Form wählen, welche Hertz und

1) Hagen und Rubens, Ber. d. Berl. Akad. 1903, S. 269.

2) Drude, Verhandl. d. physikal. Ges. 5, 142, 1903; Planck, Ber. d. Berl. Akad. 1903, S. 278 u. 558; Cohn, Ber. d. Berl. Akad. 1903, S. 538.

Heaviside benutzt haben. Sie lautet, befreit von den unzweckmässigen Festsetzungen der bisherigen „absoluten" Masssysteme und ohne Oktroyierung eines neuen „absoluten" Systems[1]):

$$\left.\begin{aligned} W &= \int \frac{1}{2}(\varepsilon E^2 + \mu M^2)\, d\tau \\ -V \cdot Rot \cdot E &= \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} \\ V \cdot Rot \cdot M &= \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} + A \end{aligned}\right| (M)$$

wo

$$A = \lambda (E - K), \quad \mathfrak{E} = \varepsilon E, \quad \mathfrak{M} = \mu M.$$

Hierin bedeuten:

W die elektromagnetische Energie des Raumes τ;
E und M die Feldintensitäten;
$\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{M}$ die Polarisationen, A die Strömung;
V eine universelle Konstante;
λ Leitungsvermögen, ε Dielektrizitätskonstante, μ Permeabilität, scalare Konstanten des an der betrachteten Raumstelle vorhandenen Mediums;
K einen konstanten Vektor, der nur in inhomogenen Leitern von Null verschieden ist.

Die Gleichungen sollen gelten für ruhende, isotrope Körper, mit den bekannten Einschränkungen für die Körper der Eisenklasse. Bezüglich der bewegten Körper beansprucht die Maxwellsche Theorie nicht, eine allgemein und streng gültige Norm zu liefern.[2]) Die Erweiterungen für anisotrope Körper sind für die Frage, die uns beschäftigt, ohne Bedeutung.

Wesentlich für die Maxwellsche Theorie ist dies: die Gleichungen (M) gelten, in unveränderter Form, überall; sowohl dort, wo sich Materie vorfindet, wie dort, wo der Raum von Materie frei ist. Das Vakuum ist für die Maxwellsche Theorie ein Medium, wie jedes andere, behaftet mit drei spezifischen Konstanten: $\lambda = 0$, $\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$. Andererseits: jede Raumstelle enthält nur ein Medium, charakterisiert — und, sofern es homogen ist, vollständig charakterisiert — durch die Werte λ, ε, μ.

Eine Folge hiervon ist: man kann die Maxwellsche Theorie vollständig darstellen — mit anderen Worten: man kann den Vergleich des Systems (M) mit der Erfahrung vollständig durchführen — ohne einen „Äther" auch nur zu erwähnen.[3])

2. Die Maxwellsche Theorie (M) ist eine Erweiterung der älteren Elektrodynamik (A); die neueren Theorien (N) bilden Erweiterungen der Maxwellschen. Wenn man die Leistungsfähigkeit von (M) beurteilen will, so muss man (A), (M) und (N) auf eine Form bringen, in welcher (A) als Spezialisierung von (M), (N) als Erweiterung von (M) erscheint. Die Frage, ob ein bestimmtes Versuchsergebnis eine Bestätigung der Maxwellschen Theorie bilde, löst sich dann in die zwei Fragen auf: ob man zur Erklärung der Beobachtungen der Maxwellschen Theorie bedarf, und ob dazu die Maxwellsche Theorie ausreicht. Die erste Teilfrage vergleicht (M) mit (A), die zweite (M) mit (N).

3. Die vor-Maxwellsche Elektrodynamik macht eindeutig bestimmte Aussagen auf dem Gebiete, welches zugleich das Gebiet der vor-Hertzschen Erfahrung ist: für „quasistationäre" Ströme, für Ströme also, welche stationär oder veränderlich sein mögen, aber in geschlossenen Bahnen verlaufen. Diese Aussagen lassen sich, unserer Forderung unter 2. entsprechend, in folgende Form bringen:

$$\left.\begin{aligned} -V \cdot Rot \cdot E &= \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} \\ V \cdot Rot \cdot M &= A \end{aligned}\right| (A)$$

mit der gleichen Bedeutung von A, $\mathfrak{E}$, $\mathfrak{M}$ wie oben, und mit dem Zusatz: $\int \text{Div.}\, \mathfrak{E}.\, d\tau$, die „Elektrizitätsmenge" in τ, ist eine unveränderliche Grösse für jeden Raum τ, an dessen Oberfläche $\lambda = 0$ ist. Dieser Zusatz ist in den Maxwellschen Gleichungen ohne weiteres enthalten. (A) unterscheidet sich also von (M) dadurch, dass in der letzten Gleichung der Term $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$ fehlt.

Noch ein zweiter Unterschied besteht, der mit dem genannten durch das Band des Energieprinzips zusammenhängt: der elektromagnetischen Energie W muss in (A) ein anderer Wert beigelegt werden, als in (M)[1]). Wir wollen hierauf, als für das Folgende nicht wesentlich, nicht näher eingehen. Dann bleibt als Neuerung der Maxwellschen Theorie das, was Maxwell selbst als ihren charakteristischen Zug hervorhebt[2]): sie setzt bezüglich der magnetischen Wirkungen die zeitliche Änderung der dielektrischen Polarisation gleichwertig dem Leitungsstrom.

Durch das Maxwellsche Zusatzglied $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$ ist nun aber der Begriff des „Leiters" wesentlich verändert. In der älteren Elektrodynamik ist der homogene Leiter elektrisch vollständig charakterisiert durch sein Leitungsvermögen. Ihm steht der Isolator gegenüber, seinerseits vollständig charakterisiert durch seine Dielektrizitäts-Konstante. Zwischen beiden stehen die „Halbleiter", — schlecht definierte Körper, die sich der ordnenden Theorie entziehen. Die Max-

1) S. hierzu: Cohn, Ann. d. Physik **7**, 31, Anm. 1902.
2) Vgl. Hertz, „Grundgleichungen der Elektrodynamik bewegte Körper", Einleitung und Schluss.
3) So in meinem Lehrbuch „Das elektromagnetische Feld".

1) Hertz, Wied. Ann. **23**, 84, 1884; Cohn, „Elektromagnetisches Feld", S. 381 ff., 1900.
2) S. u. a. Treatise (1873) Art. 62, u. besonders Art. 610.

wellsche Theorie hingegen kennt nur graduelle Unterschiede: prinzipiell ist jeder Körper ein Leiter und ein Dielektrikum.[1]) Denkbar ist der Grenzfall $\lambda = O$; unzulässig aber die Annahme des Grenzfalls $\varepsilon = O$.

In der That, man denke sich eine leitende Schale, deren beide Grenzflächen auf zwei verschiedenen Potentialwerten gehalten wurden, im Moment O von der leitenden Verbindung mit der Stromquelle gelöst. Die Potentialdifferenz verschwindet dann, das elektrische Feld erlischt. Dieser Vorgang bedarf zweifellos endlicher Zeit. Maxwells Gleichungen sagen nun über den Verlauf etwas quantitatives aus: sie ergeben $E = E_0 \cdot e^{-\frac{t\lambda}{\varepsilon}}$. Also müssen wir ε einen von Null verschiedenen Wert zuschreiben.[2])

Die Messung von ε kann geschehen im Anschluss an die erste oder an die dritte der Maxwellschen Gleichungen. Eine Bestimmung gemäss der dritten Gleichung verlangt, dass während der „Relaxationszeit" $T = \frac{\varepsilon}{\lambda}$ messbare Veränderungen des Feldes vor sich gehen; — eine Bestimmung gemäss der ersten Gleichung, dass die während der Zeit T in dem Leiter erzeugte Joulesche Wärme eine mechanisch messbare Grösse sei. Jeder Versuch, der unter gut definierten Bedingungen angestellt ist, giebt uns entweder den Wert von ε, oder eine obere Grenze für denselben.

Dass die Maxwellsche Theorie auch für jeden Leiter eine bestimmte Dielektrizitäts-Konstante fordert, ist meines Wissens zuerst von Arons und mir ausgesprochen worden.[3]) Wir konnten nachweisen[4]), dass thatsächlich auch für Leiter eine Konstante ε existiert, und dass man den gleichen Wert erhält, mag man ihn nun aus der Beobachtung der zeitlichen Änderungen des Feldes ableiten (M_3), oder aus der Beobachtung mechanischer Kräfte (M_1). Die Messungen mussten sich, aus dem oben angegebenen Grunde, zunächst auf schlecht leitende Körper beschränken; der Messungsbereich erweiterte sich aber ausserordentlich, nachdem Hertz gelehrt hatte, ungeheuer schnelle Feldänderungen messend zu verfolgen.

Vor 20 Jahren pflegte man von der Dielektrizitäts-Konstante eines leitenden Körpers im allgemeinen nicht zu sprechen: wo sie rechnerisch einzuführen war, wurde sie in der Regel stillschweigend gleich der Dielektrizitäts-Konstante der Luft gesetzt [1]); — wo sie einmal ausdrücklich erwähnt wurde, schrieb man ihr einen unendlichen Wert zu.[2]) Gegenwärtig ist die Dielektrizitäts-Konstante eine gemessene Grösse für manche Elektrolyte, und sie gilt zweifellos allgemein als eine begrifflich wohl definierte und zu messende Grösse für alle Elektrolyte. So bleibt in Frage nur: hat auch der Begriff der Dielektrizitäts-Konstante eines Metalls einen physikalischen Inhalt? und welchen? Die Antwort stellen wir zurück.

4. Die vor-Maxwellsche Elektrodynamik in der Form (A) kann nur gelten für quasistationäre Ströme; denn aus (A_2) folgt:

$$\text{Div. } A = O. \quad (a).$$

Die Maxwellsche Erweiterung bringt eine Korrektur bereits für veränderliche geschlossene Ströme. Durch das Zusatzglied $\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$ wird (M_3) zu einer allgemein möglichen Gleichung; denn statt (a) folgt nunmehr:

$$\text{Div. } A = -\frac{\partial}{\partial t} \text{ Div. } \mathfrak{E}, \quad (m),$$

die „Kontinuitätsgleichung der Elektrizität". Die allgemein mögliche Gleichung (M_3) ist nun nach Maxwell auch die allgemein gültige.

Der Erfolg der Maxwellschen Erweiterung gegenüber den übrigen Erweiterungsversuchen besteht bekanntlich darin, dass sie die räumlich-zeitliche Ausbreitung des Feldes im Vakuum genau richtig, und in ponderablen Körpern in wesentlichen Zügen richtig ergiebt. Das letztere ist etwas genauer auszuführen: Der Maxwellsche Ansatz ergiebt auch in ponderablen Körpern richtig die geometrische Ausbreitungsform im homogenen Medium und die Bedingungen an den Grenzen verschiedener Medien. Er stellt aber die Erscheinungen nicht allgemein quantitativ dar: Ausbreitungsgeschwindigkeit und Absorptionskoeffizient haben nicht für jede beliebig grosse Schwingungszahl n die Werte, welche aus den Maxwellschen Gleichungen folgen. Die Gleichungen versagen für jeden gegebenen Körper von einem bestimmten n an. Die Grenze liegt für verschiedene Körper bei ausserordentlich verschiedenen n-Werten; aber die Erfahrung zeigt weder, dass in dieser Beziehung das grössere oder geringere Leitungsvermögen eine entscheidende Rolle spielt, noch dass der Begriff des konstanten Leitungsvermögens λ in einem weiteren Bereich sich bewährt, als der Begriff

1) Die Folgerung ist von Maxwell selbst in abgeschwächter Form ausgesprochen, Treatise Art. 52.

2) Vgl. Cohn u. Arons, Wied. Ann. **33**, 24—26, 1888; Cohn, Wied. Ann. **38**, 51, 1889; Hertz, „Ausbreitung der elektrischen Kraft", S. 217 f.

3) Cohn u. Arons, Wied. Ann. **28**, 454, 1886.

4) l. c. u. Wied. Ann. **33**, 13, 1888.

1) So z. B. Hertz, Wied. Ann. **13**, 266, 1881, mit Fortsetzungen: v. Schweidler (Boltzmanns Seminar)-Sitzungsberichte d. Wiener Akad. **106** IIa, 526, 1897, bis Heydweiller), Wied. Ann. **69**, 531, 1899 — wo durchweg λ an Stelle von $1/T$ steht.

2) Eine Sammlung von Beispielen: Wied. Ann. **28**, 455, Anmerkung 2.

der Dielektrizitäts-Konstante ε. Vor vier Jahren zeigten Rubens und Aschkinass[1]), dass Quarz noch für Wellenlängen von ca. 60 Mikron den Brechungsexponenten besitzt, der aus der statisch beobachteten Dielektrizitäts-Konstante folgt. Dies war, soviel mir bekannt, bis in die jüngste Zeit die weitestgehende Bestätigung der Maxwellschen Gleichungen. Sie ist erst überholt worden durch die Hagen-Rubensschen Versuche, welche — diesmal für das Leitungsvermögen — die Grenze bis zu ca. 10 Mikron hinausschoben.

5. Die Aufgabe der neueren elektrodynamischen Theorien war naturgemäss, den Maxwellschen Ansatz für diejenigen Fälle zu verbessern, in denen er der Erfahrung nicht gerecht wird: also für alle Vorgänge in Eisenkörpern, für die „empfindlichsten Reaktionen" in bewegten Körpern, und für die schnellsten Veränderungen in allen Körpern.

„Die richtige Theorie" — so schliesst Hertz[2]) seine systematische Darstellung der Maxwellschen Theorie — „dürfte eine solche sein, welche in jedem Punkte die Zustände des Äthers von denen der eingebetteten Materie unterscheidet. Die Aufstellung einer dieser Anschauung entsprechenden Theorie aber schien mir zur Zeit mehr und willkürlichere Hypothesen zu erfordern, als die der hier vorgetragenen Theorie."

Die neueren Theorien fallen unter das hier gezeichnete Schema. Sie dürfen, gegenüber der Hertzschen Prognose, für sich in Anspruch nehmen, dass ihre Grundhypothese einfach ist: Jeder Einfluss des Körpers auf das Feld ist allgemeingültig bestimmt durch Ladung und Bewegung unveränderlicher „Elektronen". Jeder Einfluss des Feldes auf den Körper ist allgemeingültig bestimmt durch Kräfte, welche von Ladung, Bewegung und Feld in einfacher Weise abhängen. Erst in der Verteilung der Elektronen und in der Reaktion der Molekularkräfte kommen die spezifischen Eigenschaften der Körper zum Ausdruck.

Will man aber die Theorie mit den in ausgedehnten Körpern beobachteten Erscheinungen vergleichen, so muss man aus ihren Gleichungen die Elektronen und deren Bewegungen entfernen und dafür Grössen einführen, welche sich kontinuierlich in Raum und Zeit ändern. Die Form der Gleichungen nähert sich dann wieder der Maxwellschen; als Unterschied bleibt, für ruhende Körper, bestehen: an Stelle der Maxwellschen Proportionalitäten

$$A = \lambda E, \quad \mathfrak{E} = \varepsilon E, \quad \mathfrak{M} = \mu M$$

sind Differentialgleichungen getreten, welche die Zeit als unabhängig Veränderliche enthalten. Für die Form dieser Differentialgleichungen und die Zahl ihrer Konstanten bleibt die grösste Freiheit gewahrt. Die Maxwellsche Theorie deckt also ein kleineres Gebiet, als ihre Nachfolgerinnen; aber sie deckt es mit einem minimalen Aufwand. —

Prinzipiell aber trennt eine viel tiefere Kluft die neuere Elektrodynamik von der Maxwellschen: Die neuere ist ihrem Wesen nach atomistisch; die diskrete Elektrizitätsmenge ist ihr Grundelement; nur solange sie mit diesem operiert, ist sie einfach und bestimmt. — Die Maxwellsche Theorie ist die Theorie des Kontinuums; sie schliesst sich dadurch schon in ihrer Grundlage eng den Thatsachen an; sie spricht nur von Grössen, die beobachtet werden können, und von diesen in völlig bestimmter Weise.

Es folgt hieraus: wenn man beurteilen will, wie sich die Maxwellsche Theorie zu einem vorgelegten Versuchsergebnis verhält, so darf man sich nicht auf den Standpunkt einer Molekulartheorie stellen; denn das hiesse nicht nur, in die Maxwellsche Theorie eine wesensfremde Vorstellung hineintragen, — es hiesse auch, eine scharf definierte Grösse an einer minder scharf definierten Skala messen.

6. Nicht anders, als durch eine solche unzulässige Verrückung des Standpunkts weiss ich mir das Urteil zu erklären, das Herr Planck über den Zusammenhang der Hagen-Rubensschen Versuche und der Maxwellschen Theorie abgegeben und in einer zweiten Veröffentlichung bekräftigt hat.[1])

Nimmt man in einem Metall zunächst den allverbreiteten Äther und daneben Metall-Molekeln an, so mag es ein ausgezeichneter „einfachster" Fall sein, wenn diese Molekeln nur die Leitung, aber nicht die Polarisation beeinflussen, d. h., wenn das Leitungsvermögen individuell, die Dielektrizitäts-Konstante aber die des Äthers (ε_0) ist. In Maxwells Theorie aber ist der Wert der Dielektrizitäts-Konstante, der sich im Vakuum findet, nur einer unter den unendlich vielen, die das Metall besitzen kann. Sie betrachtet die Dielektrizitäts-Konstante nicht in höherem, sondern genau in dem gleichen Masse wie das Leitungsvermögen, als eine „spezifische Materialkonstante."

In dem vorliegenden Fall haben wir für das, was die Maxwellsche Theorie fordert, einen klassischen Zeugen: Maxwell selbst in Treatise Art. 798 ff. Ihm „kommt in dieser ganzen Sache die volle Priorität zu"; denn der

1) Wied. Ann. **67**, 459, 1899.
2) „Ausbreitung der elektrischen Kraft", S. 285.

1) Im folgenden beziehe ich mich mit Anführungszeichen auf die oben citierten Planckschen Aufsätze.



Rest besteht, wie Herr Planck zutreffend bemerkt, aus „bekannten elementaren Operationen." [1])

Auch der von Planck einseitig bevorzugte Grenzfall ist hier behandelt (Art. 801); er heisst aber nicht, wie bei Planck: $\varepsilon = \varepsilon_0$, sondern: ε verschwindend klein für das Resultat. In der That, dies zeigen die Versuche, soweit sie durch die einfache Hagen-Rubenssche Formel darstellbar und von Planck diskutiert sind. Sie zeigen, wenn $\frac{\nu}{2\pi}$ die Schwingungszahl, dass $\frac{\varepsilon\nu}{\lambda}$ verschwindend klein ist. Das trifft zu, bei den gegebenen Werten von λ und ν, wenn $\varepsilon = \varepsilon_0$ ist; es trifft auch zu, wenn $\varepsilon = 100\,\varepsilon_0$ ist. In diesem Sinn gilt der Satz, auf den Herr Planck so grosses Gewicht legt: man „kommt mit der Dielektrizitäts-Konstante des Vakuums aus."

So kann man also die genannten Versuche in einer von zwei Formen darstellen: betrachtet man sie für sich allein, verzichtet man auf den Zusammenhang mit der Elektrodynamik nichtmetallischer Körper, und verzichtet man vorweg auf die Ausbeute, welche vielleicht für die Metalle selbst die nächst-kürzeren Wellen geben können, so mag man ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} -V\cdot Rot\cdot E &= \mu_0 \frac{\partial M}{\partial t} \\ V\cdot Rot\cdot M &= \lambda E \end{aligned}\right\} (A).$$

Man wird diesen Ansatz bestätigt finden.

Will man aber die Kontinuität wahren und künftiger Erfahrung nicht vorgreifen, so muss man mit Maxwell ansetzen:

$$\left.\begin{aligned} -V\cdot Rot\cdot E &= \mu \frac{\partial M}{\partial t} \\ V\cdot Rot\cdot M &= \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \lambda E \end{aligned}\right\} (M).$$

Die zur Diskussion stehenden Versuche werden dann ergeben: $\mu = \mu_0$; ε unterhalb gewisser (recht hoch liegender) Grenzen.

Unzulässig aber ist es, mit Planck anzusetzen:

$$\left.\begin{aligned} -V\cdot Rot\cdot E &= \mu_0 \frac{\partial M}{\partial t} \\ V\cdot Rot\cdot M &= \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} + \lambda E \end{aligned}\right\} (P)$$

und dann aus der Übereinstimmung mit dem Versuch zu schliessen: also ist $\varepsilon = \varepsilon_0$.

Soweit die zweifellosen Ergebnisse der Hagen-Rubensschen Beobachtungen. Was dürfen wir von weiterer Forschung erwarten?

Herr Planck sagt zum Schluss: „Doch möchte ich schon jetzt mit der Vermutung nicht zurückhalten, dass eine besondere, von der Schwingungszahl gänzlich unabhängige Dielektrizitäts-Konstante für Metalle ebensowenig existieren dürfte wie für nichtleitende Substanzen, bei denen bekanntlich die sogenannte Dielektrizitäts-Konstante nur für hinreichend langsame Schwingungen, bezw. für Gleichgewichtszustände, Bedeutung besitzt."

Was hier als Vermutung bezeichnet wird, ist meines Erachtens Gewissheit. Auch hat es schwerlich jemals ein Physiker bestritten. In schärfster Form ausgesprochen habe ich es 1892 in dem von den Herren Hagen und Rubens zitierten Aufsatz [1]): unverträglich sind Erfahrung und Maxwellsche Theorie im sichtbaren Spektrum; es giebt überhaupt keine positiven Werte λ und ε, gleichviel ob konstant oder nicht konstant, welche die optischen Erfahrungen an Metallen darstellen.

Andrerseits aber hat sich der Begriff der „sogenannten Dielektrizitäts-Konstante" bereits als brauchbar erwiesen bis zu Wellenlängen von 60 Mikron herab. Nicht ausgeschlossen scheint mir daher angesichts der Hagen-Rubensschen Versuche, dass im Ultrarot [2]) ein Gebiet liegt, — es könnte noch mehrere Oktaven umfassen —, in welchem für Metalle die Gleichungen (A) versagen, aber die Gleichungen (M) genügen.

Das würde ich für wichtig halten, wie ich es seiner Zeit für wichtig hielt, zu zeigen, dass überhaupt einem Leiter eine Dielektrizitäts-Konstante zukommt. Denn die so gemessene Dielektrizitäts-Konstante dürften und müssten wir dann als eine spezifische Materialkonstante betrachten, welche das Metall charakterisiert auch für alle kleineren Schwingungszahlen, und durch welche, zusammen mit dem Leitungsvermögen, der Vorgang bestimmt wird, der κατ᾽ἐξοχήν dem Leiter eigen ist: das Erlöschen eines allen äusseren Einwirkungen entzogenen Feldes. Wir würden dies thun mit dem gleichen Recht, mit welchem wir von der Dielektrizitäts-Konstante 80 einer verdünnten Salzlösung sprechen, obwohl diese Konstante nur im Bereich einiger Oktaven gemessen ist, und obgleich wir wissen, dass sie für kleinere Schwingungszahlen nicht gemessen werden kann, und für höhere Schwingungszahlen nicht existiert.

Nehmen wir an, es ergäbe sich so in einem gewissen Schwingungsintervall ein bestimmtes konstantes ε für ein Metall, dann würde dies ferner andeuten, dass „selektive, auf Eigenschwingungen der Moleküle beruhende Vorgänge

1) Nicht auf diese wollte ich aufmerksam machen, sondern auf den richtigen Ansatz und seine Konsequenzen.

1) Wied. Ann. **45**, 55.

2) „In der Nähe von 5 Mikron". E. C.

(bei Schwingungen dieser Frequenz) überhaupt nicht in Betracht kommen." Aber diese Folgerung wäre ganz unabhängig von dem gefundenen Wert von ε; sie wäre nicht, wie Herr Planck meint, an den Vakuumswert ε_0 gebunden.

Sollte ein solches Gebiet aber nicht existieren, sollte die Leistungsfähigkeit der nichtmolekularen Theorie erschöpft sein in dem Geltungsbereich der einfachen Hagen-Rubensschen Formel, — mit anderen Worten, sollten an die Schwingungszahlen, für welche (A) ausreicht, sofort diejenigen angrenzen, für welche auch (M) nicht genügt: dann würde der Systematiker, der sich die Aufgabe stellt, die Maxwellsche Theorie in einheitlicher Form darzustellen, für Metalle eine ihrem Wert nach unbekannte Dielektrizitäts-Konstante als leeres Symbol mitführen; aber nichts könnte ihn veranlassen, diesem Symbol die Bedeutung der Vakuumskonstante beizulegen.

Strassburg i. E., den 4. August 1903.

(Eingegangen 6. August 1903.)

Über die Selbstelektrisierung des Radiums und die Intensität der von ihm ausgesandten Strahlen.

Von W. Wien.

Quantitative Messungen der Radiumstrahlen haben sich bisher nur auf die elektrostatische und magnetische Ablenkung erstreckt, wodurch die Geschwindigkeit der ausgesandten Ladungen und die Grösse der spezifischen Ladung $\left(\frac{e}{m}\right)$ bekannt geworden ist. Da die von Rutherford entdeckten positiven Teilchen viel stärker als die negativen absorbiert werden, so muss durch Zurückhalten der positiven in einer für die negativen durchlässigen Hülle diese positiv geladen werden und die Grösse dieser Ladung muss ein Mass für die ausgesandte Strahlung abgeben. Um hierauf eine quantitative Messmethode für die Radiumstrahlung zu gründen, unternahm ich die Selbstelektrisierung des Radiums zu untersuchen. Inzwischen ist von Herrn Dorn[1]) eine zufällige Beobachtung veröffentlicht, aus der hervorgeht, dass die Elektrisierung, durch lange Dauer gesteigert, sehr erhebliche Beträge annehmen kann.

Um eine genügende Isolation des Radiums, das sich durch Strahlung elektrisieren sollte, zu erreichen, brachte ich 4 mg Radiumbromid in ein kleines, oben offenes Platintiegelchen, das an einem Glasfaden von gut isolierendem Glase aufgehängt war. Der Glasfaden wurde an einen Platindraht geschmolzen und dieser in eine 3 cm weite Röhre, so dass der kleine Tiegel in dieser axial und frei pendelnd hing. Unten in die Röhre war ein wenig excentrisch ein zweiter Platindraht eingeschmolzen. In der gewöhnlichen Lage der Röhre war der kleine Tiegel etwa 5 mm von dem unteren Platindraht entfernt, konnte jedoch durch eine geringe Neigung der Glasröhre mit ihm in Berührung gebracht werden.

Für gewöhnlich hatte der das Radiumbromid enthaltende Tiegel seine metallische Leitung nicht nach aussen, sondern konnte seine Elektrizität nur entweder durch den Glasfaden oder durch das Vakuum abgeben.

Das Radiumbromid konnte nach der offenen Seite des Tiegels ausstrahlen. Die Tiegelwände dagegen mussten die Strahlung zurückhalten. Bei der starken Absorptionsfähigkeit des Platins war zu erwarten, dass sowohl negative als auch positive Strahlen zurückgehalten wurden. Wenn von beiden Strahlenarten gleichviel ausgesandt wird, so kann keine Elektrisierung des Tiegels eintreten. Wenn dagegen von der einen Art mehr ausgestrahlt werden, so muss durch die Ausstrahlung durch die Tiegelöffnung eine der beiden Elektrizitäten mehr zurückbleiben.

Der Durchführung dieser Versuche stellte sich eine grosse Schwierigkeit in der Emanation entgegen, die das isolierende Vakuum fortwährend verschlechterte. Aus dem Radiumbromid entwickelt sich, wie schon von den Herren Curie und Debierne festgestellt ist, ein Gas, das stark leitet. Es ist mir nicht gelungen, diese Gasentwicklung zu Ende zu bringen, obwohl ich das zuvor erhitzte Radiumbromid während sechs Wochen in einem möglichst hohen Vakuum hielt. Wenn die Quecksilberpumpe dauernd arbeitete, so gelang es allerdings, das Vakuum bis zum Verschwinden der letzten Gasbläschen zu bringen. Nach einem Tage zeigten sich aber immer wieder Spuren von neugebildetem Gase.

Wenn das Vakuum auf die höchste erreichbare Höhe getrieben und mehrere Stunden auf dieser gehalten war und der untere eingeschmolzene Platindraht wurde mit einem Dolezalekschen Elektrometer verbunden, so zeigte das Instrument, sobald Platintiegel und Draht miteinander verbunden wurden, doch keine Spur einer Elektrisierung an.

Es konnte dieses negative Resultat zweierlei Ursachen haben. Entweder leitete das Vakuum durch die Emanation noch zu gut, oder das Radium strahlte beide Elektrizitäten in gleicher Menge aus. Nun wurde das Tiegelchen mit einem Aluminiumfenster bedeckt, das die positiven Teilchen zwar absorbiert, aber die nega-

1) Diese Zeitschr. **4**, 507, 1903.

tiven durchlässt. Da das Innere des Tiegels nicht luftdicht abgesperrt war, so konnte die Emanation noch herausdringen und das Vakuum verschlechtern.

Bei dieser Anordnung zeigte sich nun, dass der Tiegel nach kurzer Zeit im hohen Vakuum eine positive Ladung annahm, die am Elektrometer einen Ausschlag von 300 Skalenteilen bei einer Empfindlichkeit von 700 Skalenteilen pro Volt gaben. Dass aber auch im höchsten erreichbaren Vakuum die Emanation noch leitend wirkt, ergab sich daraus, dass eine Steigerung der Elektrisierung mit der Zeit schon nach einer Minute nicht mehr eintrat.

Immerhin zeigt dieser Versuch im Vergleich mit dem ersten, dass die beiden Strahlenarten in nicht allzu verschiedenen Mengen, nach der Elektrizitätsmenge berechnet, ausgesandt werden.

Für genauere Messungen musste indessen die Emanation ganz beseitigt werden. Ich zog deshalb ein dünnes Glasrohr so aus, dass die Wandstärke nur noch wenige Zehntel Millimeter betrug. In dieses wurde ein Platindraht eingeschmolzen. Die Innenwand des Röhrchens wurde überdies mit Aluminiumfolie belegt, die den Platindraht berührte. Ins Innere wurde dann das Radiumbromid gebracht und das Röhrchen zugeschmolzen. Die sich ansammelnde Elektrizität musste dann durch den Platindraht nach aussen gelangen. Das Glasröhrchen wurde nun an einem ebensolchen Glasfaden aufgehängt und in die Röhre gebracht. Es hing auch für gewöhnlich frei und der eingeschmolzene Platindraht konnte durch Neigen der äusseren Röhre mit dem in dieser eingeschmolzenen in Berührung gebracht werden.

Da das kleine, innere Glasröhrchen luftdicht abschloss, so konnte keine Emanation nach aussen gelangen und das Vakuum verschlechtern.

Wurde nun der Platindraht des inneren Röhrchens mit dem der äusseren Röhre in Berührung gebracht, während dieser mit dem Elektrometer verbunden war, so zeigte dieses einen Ausschlag, dessen Grösse von der Zeit abhing, während der das Röhrchen frei im Vakuum ohne Berührung gehangen hatte.

Als das Vakuum sehr hoch geworden war, verband ich den Draht der äusseren Röhre mit einem Elektroskop. Hatte das innere Röhrchen etwa 10 Minuten frei gehangen, so zeigte sich am Elektroskop ein Ausschlag, der einer momentanen Spannung von etwa 100 Volt entsprach. Da die Kapazität des Elektroskops und der Zuleitungen die des Röhrchens erheblich übertrifft, so musste die Spannung des Röhrchens in dieser Zeit eine erhebliche Höhe erreicht haben. Da die Strahlung des Radiums auch durch die äussere Röhre drang und die Luft im ganzen Raume leitend machte, so war die Isolation des Elektroskops eine sehr wenig gute und es verlor seine Ladung in wenig Sekunden. Messungen waren auf diesem Wege nicht anzustellen.

Um nun die in einer bestimmten Zeit durch die Radiumstrahlung hervorgerufene Elektrisierung zu messen, leitete ich den äusseren Platindraht durch einen hohen Widerstand zur Erde ab und bestimmte mit dem Elektrometer das Potential am Ende dieses Widerstandes. Aus dem bekannten Widerstand lässt sich dann die Grösse des Stromes ableiten, der dauernd von dem Radium ausgeht.

Der Widerstand selbst musste so gross sein, dass sich mit dem Elektrometer noch Beobachtungen anstellen liessen, während doch alle Isolationen einen erheblich grösseren hatten.

Als Widerstand wurde ein Glasstäbchen aus Einschmelzglas benutzt, das als Elektroden einen fest haftenden Überzug aus geschmolzenem Zinn an den Enden trug. Bei trockener Luft ist dieser Widerstand während einiger Stunden ausreichend konstant, variiert jedoch erheblich von einem Tage zum andern. Seine Grösse musste daher beständig kontrolliert werden. Es geschah dies mit Hilfe von zwei nacheinander gebrauchten Galvanometern nach d'Arsonval von Siemens & Halske und Hartmann & Braun. Die Empfindlichkeit des einen betrug $5,3 \cdot 10^{-10}$ Amp., die des anderen $8,3 \cdot 10^{-10}$ Amp. pro Skalenteil.

Zur Messung des Widerstandes wurde er mit 110 Volt Spannung und dem Galvanometer direkt verbunden. Die Empfindlichkeit dieser reichte gerade aus, um die Messung mit genügender Genauigkeit ausführen zu können. Dabei war der mit dem Platindraht der Röhre verbundene Leitungsdraht sowohl mit dem Elektrometer als mit dem einen Ende des Widerstandes verbunden, während das andere Ende mit der Erde verbunden war. Wurde der Glaswiderstand ausgeschaltet, so gaben die 110 Volt keinen Ausschlag am Galvanometer. Damit war erwiesen, dass die dem Ohmschen Gesetz folgenden Isolationswiderstände gross genug waren. Bei der leitend gemachten äusseren Luft konnte indessen der Strom unabhängig von der Spannung sein und sich deshalb nicht am Galvanometer bemerkbar machen. Deshalb machte ich noch folgenden Kontrollversuch.

Wenn der Leitungsdraht, der von der Röhre kam, mit einem Elektroskop verbunden war, so zeigte sich nach Berührung mit dem inneren Röhrchen eine Ladung, die ausserordentlich schnell abnahm oder wohl auch gar nicht beobachtbar wurde, wenn der Leitungsdraht mit der ganzen Oberfläche mit der Luft in Berührung blieb. Dagegen zeigte das Elektroskop eine erheblich grössere Ladung an, wenn der ganze Draht bis zum Elektroskop in Siegellack eingeschmolzen wurde. Auf den Strom, der

dauernd von dem Radium durch den Glaswiderstand zur Erde floss, hatte es jedoch keinen Einfluss, ob der Zuleitungsdraht isoliert war oder nicht. Der durch die Luft gehende Strom kam also nicht in Betracht.

Bei der Beobachtung wurde nun folgendermassen verfahren.

Zunächst hing das das Radium enthaltende Röhrchen frei am Glasfaden. Es wurde nun zunächst der Glaswiderstand gemessen, dann die Spannung von 110 Volt vom Galvanometer genommen und die Stellung des Elektrometers abgelesen. Dann wurde der Platindraht des Röhrchens an den nach aussen führenden Platindraht gelegt und die Ablenkung der Elektrometernadel beobachtet. Hieraus ergiebt sich die Spannung des durch den Widerstand fliessenden Stromes.

Die Übereinstimmung der mit verschiedenen Widerständen gewonnenen Ergebnisse lässt noch zu wünschen übrig. Immerhin ist die Grössenordnung der gewonnenen Zahlen als gesichert anzusehen. Anspruch auf grössere Genauigkeit können die Resultate schon deshalb nicht machen, weil die Absorption der negativen Strahlen durch die Wand des Glasröhrchens unbekannt ist.

Sind S_e die am Elektrometer abgelesenen Skalenteile, S_g die am Galvanometer abgelesenen, so ist die Stromstärke

$$i = \frac{0{,}00143\ S_e \cdot S_e\ 10^{-10}}{13{,}2} \text{ Amp. für das eine Galvanometer}$$
$$= 1{,}08 \cdot 10^{-14} \text{ Amp. } S_e \cdot S_g$$
$$i = 0{,}7 \cdot 10^{-14} \text{ Amp. } S_e \cdot S_g \text{ für das andere.}$$

Es wurden nun folgende Beobachtungen gemacht:

S_e	S_g	$S_g \cdot S_e$	i
16			
11	25	325	$3{,}51 \cdot 10^{-12}$ Amp.
13			
22	11	242	$2{,}51 \cdot 10^{-12}$ „
37	8	196	$2{,}42 \cdot 10^{-12}$ „
95	3	275	$2{,}97 \cdot 10^{-12}$ „
10	28	280	$3{,}01 \cdot 10^{-12}$ „
10	32	320	$3{,}40 \cdot 10^{-12}$ „
21	13	273	$2{,}95 \cdot 10^{-12}$ „
	Galv. I		
30	12	360	$2{,}52 \cdot 10^{-12}$ „
17	24	408	$2{,}86 \cdot 10^{-12}$ „
170	2,5	420	$2{,}94 \cdot 10^{-12}$ „
		Mittel	$2{,}91 \cdot 10^{-12}$ Amp.

Wir haben hierdurch ein Mittel, die durch die Strahlen in der Sekunde transportierte Welle zu berechnen.

Nach dem Beobachten von Des Coudres ist für die positiven Teilchen

$$\frac{m}{e} = 1{,}6 \cdot 10^{-4},$$

für die negativen ist näherungsweise

$$\frac{m}{e} = 1 \cdot 10^{-7}.$$

Nehmen wir an, dass von beiden gleichviel ausgestrahlt wird, so ist in der Sekunde für die negativen

$$m = i\ 1 \cdot 10^{-7} \text{ C. G. S.} = 2{,}9 \cdot 0{,}1 \cdot 10^{-7} \cdot 10^{-12}$$
$$= 2{,}9 \cdot 10^{-20} \text{ gr.},$$

für die positiven

$$m = 2{,}9 \cdot 0{,}1 \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-4} \cdot 10^{-12} = 4{,}6 \cdot 10^{-17} \text{ gr.}$$

Man sieht hieraus, dass es gänzlich ausgeschlossen ist, die ausgestrahlten Massen durch Wägung bestimmen zu wollen.

Dagegen ist die Energie der Ausstrahlung nicht unbeträchtlich. Sehen wir von den Änderungen der Masse als Funktion der Geschwindigkeit ab und nehmen für die negativen

$$v = 2{,}5 \cdot 10^{10},$$

für die positiven $v = 1{,}65 \cdot 10^9$, so ist für die ersteren

$$\frac{m}{2} v^2 = 8{,}7 \textit{ Erg.},$$

für die andern

$$\frac{m}{2} v^2 = 60 \textit{ Erg.}$$

in der Sekunde.

Würzburg, Physik. Institut, Juli 1903.

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Messungen des elektrischen Potentialgefälles, der Elektrizitätszerstreuung und der Radioaktivität der Luft im Hochthal von Arosa (Schweiz).[1]

Von W. Saake.

In den Monaten Februar, März und April dieses Jahres hatte ich Gelegenheit in Arosa eine Anzahl luftelektrischer Messungen auszuführen, deren Wiedergabe wegen einiger abnormer Resultate sowie, weil bis jetzt Beobachtungen über induzierte Radioaktivität der Luft relativ selten ausgeführt und mitgeteilt sind, gerechtfertigt erscheint.

A. Messungen des Potentialgefälles.

Auf eine Wiedergabe der gesamten Potentialmessungen glaube ich bei der durch die Terrainverhältnisse bedingten Unbestimmtheit der Werte umsomehr verzichten zu können, als wesentlich

1) Der Besitzerin des Sanatoriums zu Arosa, Frl. Herwig, sowie dem dirigierenden Arzte, Herrn Kollegen Sanitätsrat Dr. Jacoby, bin ich wegen Ermöglichung dieser Beobachtungen sowie wegen ihrer meinen Arbeiten allzeit bereitwillig gewährten Förderungen zu ganz besonderem Dank verpflichtet. In gleicher Weise bin ich auch den Herren Prof. Dr. Elster und Prof. Dr. Geitel für Überlassung der nötigen Apparate sowie für oft gewährten Rat dankbar.

Neues durch dieselben nicht gewonnen wurde. Nur eine der allgemeinen Erfahrung widersprechende Thatsache möchte ich nicht unerwähnt lassen. Ich habe mehrfach an klaren und niederschlagsfreien Tagen, an denen weder Eiskryställchen noch Wasserbläschen die Messungen beeinflussen konnten, das Potentialgefälle negativ gefunden. Fliessendes Wasser oder gar Wasserfälle, die die Ursache der Störung hätten sein können, waren zur Zeit der Beobachtung in der Nähe nicht vorhanden. Ebenso konnte die Anomalie nicht durch die Elektrisierung des Körpers durch die Kleidung im Verein mit der mangelhaften Leitungsfähigkeit des trockenen Schnees hervorgerufen sein, denn ich trug jedesmal für eine gute Ableitung des eigenen Körpers und des Elektroskopgehäuses Sorge. Diese Vorsicht war nicht überflüssig, da in der That solche Elektrisierungen des menschlichen Körpers (auf die schon Kapustin nach Angabe des Herrn Benndorf hinweist) in Arosa (zumal bei Föhn) den Herren Kollegen Jacoby und Ranke längst bekannte Erscheinungen sind.

B. Messungen der Elektrizitätszerstreuung.

Die Zerstreuungsmessungen nahm ich entweder in der nach Süden gelegenen, völlig offenen Liegehalle oder im Garten auf sanft abschüssigem Terrain, etwa 25 m vom Hauptgebäude entfernt, vor. Ich arbeitete fast stets mit Schutzcylinder, sodass die für diese Arbeit verwendeten Werte stets für diese Anordnung gelten. Die weitaus grösste Zahl der Beobachtungen wurde in den Zeiten 9^h—$10^h a$, 2^h—$3^h p$ und 4^h—$5^h p$ gesammelt.

Da das Material aus den Wintermonaten stammt, und die Werte der a durch Nebel und niederschlagsreiche Tage nicht selten klein ausfielen, so ist sehr wahrscheinlich, dass die folgenden Mittelwerte für $a+ \mu \cdot a-$ dem Jahresmittel von Arosa nicht entsprechen, sondern unter demselben nicht unbeträchtlich zurückbleiben werden. Vielleicht wird auch die etwas beeinträchtigte Luftzirkulation in der Halle gegenüber der freien Atmosphäre die Zerstreuung in gleichem Sinne beeinflusst haben.

Das aus 189 Beobachtungen gefundene Mittel von $a+$ beträgt 1,61, das aus 197 Beobachtungen von $a-$ 1,97. Daraus berechnet sich der Mittelwert von q zu 1,22.

Die höchsten Werte betrugen für $a+$ 4,0, für $a-$ 5,0. Sie wurden in der Liegehalle bei aufgesetztem Schutzcylinder am 1. März bei völlig klarem Himmel, nachdem es 12 Stunden geschneit hatte, beobachtet. Es herrschte Föhnwind. Das Barometer zeigte einen für Arosa mittleren Stand von 607 und das Hygrometer eine relative Feuchtigkeit von 45 Proz.

Die niedrigsten Werte fielen auf den 3. April. Ich fand sie, während das Sanatorium und die ganze Umgebung in einen dichten Nebel eingehüllt war. Die relative Feuchtigkeit stieg auf 94 Proz. Die Werte betrugen für $a+$ 0,3, für $a-$ 0,4.

Die für a angegebenen Mittelwerte übersteigen die von den Herren Elster und Geitel in Wolfenbüttel ermittelten ($a+ = 1,26$, $a- = 1,34$), bleiben aber, wohl aus den angedeuteten Gründen, erheblich hinter denen für den Monat Juli gültigen von Zermatt ($a+ = 4,19$; $a- = 3,92$) zurück.

Die Grösse q, d. h. die Grösse der Unipolarität der Elektrizitätszerstreuung hat, da sie nach Elster und Geitel ausser durch das Überwiegen der einen Ionenart stark durch das im Augenblick der Messungen herrschende Potentialgefälle beeinflusst wird, keine einfache Bedeutung. Immerhin war es von Interesse, die tägliche Schwankung dieser Grösse aus dem Durchschnitt sämtlicher Unipolaritätsquotienten zu berechnen. Es ergab sich, dass die auf diese Weise konstruierte Kurve sich mit derjenigen, welche nach den von Herrn Gockel auf dem Brienzer Rothorn gewonnenen Daten konstruiert wurde, insofern in seltener Übereinstimmung befindet, als sämtliche Maxima und Minima der Kurven in genau die gleiche Zeit fallen. Nur das letzte Minimum rückt in Arosa eine Stunde gegen Mittag.

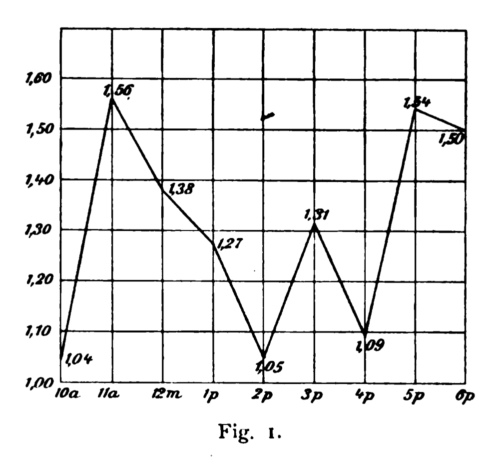


Fig. 1.

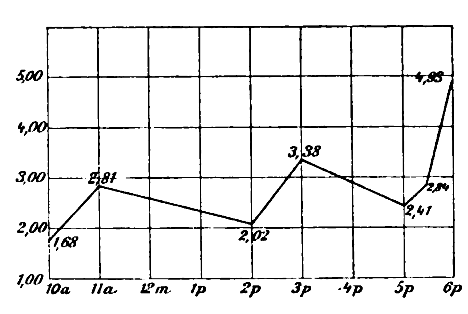


Fig. 2.

Einen ausgesprochenen Einfluss des Nebels auf die Unipolarität, wie sie Gockel angiebt, konnte ich nicht konstatieren.

Einfluss des Föhns auf die Elektrizitätszerstreuung.

Es wurden an 12 Föhntagen 34 Doppelmessungen ausgeführt. Der Einfluss des Föhns auf die Elekrizitätszerstreuung war unverkennbar und bewirkte, wie auch schon von Herrn Czermak konstatiert worden ist, eine Vergrösserung derselben.

Tabelle I.

Datum	Zeit	$a-$	$a+$	Bemerkungen
21/II.	9—10 a	1,3	1,1	
	10—11 a	1,4	0,9	
	5—6 p	2,4	1,4	Der Föhn beginnt.
23/II.	9—10 a	2,0	2,8	Während des ganzen Tages herrscht starker Föhn.
	10—11 a	3,3	3,3	
	10—11 a	3,4	3,7	
	1—2 p	2,3	3,0	
	2—3 p	3,0	3,3	
	3—4 p	2,0	2,4	
	4—5 p	2,5	3,0	
24/II.	9—10 a	1,7	1,4	Den ganzen Tag über schwacher Föhn.
	10—11 a	1,4	1,3	
	4-5 p	2,5	1,9	
1/III.	8—9 a	2,6	3,0	
	10—11 a	5,0	4,0	
	12—1 p	4,1	3,8	
	2—3 p	2,5	2,5	
2/III.	8—9 a	0,9	0,7	Abends Föhn, der den nächsten Tag andauert.
3/III.	9—10 a	3,0	2,6	
4/III.	10-11 a	1,0	1,2	Erst abends setzt Föhn ein.
5/III.	9—10 a	3,0	3,0	
12/III.	9—10 a	2,1	2,5	Klar.
	2—3 p	4,2	4,0	
	5—6 p	2,3	1,3	
26/III.	11—12 a	2,2	3,0	Hochnebel.
	4-5 p	2,2	2,2	
27/III.	8—9 a	4,5	4,4	
21/IV.	9—10 a	3,3	1,6	Klar. Es föhnt seit Mittag.
	2—3 p	2,6	1,6	
	5—6 p	3,3	1,3	
22/IV.	9—10 a	2,3	1,6	Himmel bedeckt.
	2—3 p	3,2	2,0	
	4^{30}—5^{30} p	3,0	1,3	
23/IV.	9—10 a	2,5	2,0	Es schneit bei starkem Föhn.
	2—3 p	3,8	3,5	
	4—5 p	3,6	1,7	

Der durchschnittliche Wert von $a-$ wuchs auf 2,5, der von $a+$ auf 2,4. Sehr schön tritt der Einfluss am 3. und 5. März in Erscheinung. An den voraufgehenden Tagen, also am 2. resp. 4. März war der Zerstreuungskoeffizient, wie aus der Tabelle zu ersehen ist, kein aussergewöhnlicher. Gegen Abend resp. in der Nacht setzte dann der Föhn ein, der die nächsten Morgenwerte so hoch anschwellen liess.

Einfluss des Nebels auf die Elektrizitätszerstreuung.

Trotzdem der verflossene Winter in Arosa keineswegs arm an Nebeltagen war, so war es mir dennoch nicht möglich, an mehr als zwei Tagen Zerstreuungsmessungen bei Nebel auszuführen. Der Grund lag daran, dass die Nebel gerade den Ort des Sanatoriums meist freiliessen. Entweder füllten die Nebel das Thal, ohne unsere Höhe zu erreichen, oder sie verhüllten nur die Spitzen der nächstgelegenen Berge.

Die beiden Nebeltage, die auch unseren Standort in zeitweise sehr dichtem Nebel einhüllten, liessen einen deutlichen Einfluss auf die Leitfähigkeit der Luft in dem schon bekannten Sinne merkbar werden.

Die Schwankungen der Zerstreuungskoeffizienten an beiden Tagen sind insofern recht instruktiv, als jede Annäherung des Nebels an unseren Standort sofort ein Anschwellen des Potentialgefälles und einen Abfall der Grössen $a+$ und $a-$, jedes Fortgehen des Nebels einen entgegengesetzten Einfluss ausübte.

Tabelle II.

Datum	Zeit	Potentialgef. Voltmeter	$a+$	$a-$	Bemerkungen
3/IV.	$9^h20'a$			0,52	Fast nebelfrei.
	$9^h40'a$	320	0,15		Nebel kommt zu uns.
	$10^h2'a$			0,37	
	$10^h27'a$		0,37		Nebel sehr dicht.
	$11^h53'a$	320		0,49	
	$12^h19'a$	400	0,27		
	$12^h47'a$	180		1,87	Es ist bei uns völlig klar geworden, die gegenüberliegenden Berge erscheinen im Sonnenschein.
	$1^h50'p$	180	0,98		
	$4^h30'p$			2,10	
	$4^h50'p$	190	0,70		Der Nebel kommt zurück.
	$6^h45'p$	300		0,52	Sehr dichter Nebel füllt das ganze Thal.
	$7^h5'p$		0,33		
29/III.	$9^h50'a$			1,5	Es schneit.
	$10^h17'a$		1,2		„
	$12^h50'p$			1,7	„
	$2^h40'p$		1,2		„
	$4^h40'p$			1,4	„
	5^hp	107	1,3		„
	6^hp	200		0,9	Es kommt Nebel zu uns.
	$6^h17'p$	300	0,8		
	$6^h30'p$	370		0,5	

Am 29. März war die Beobachtung des Einflusses von Nebel insofern noch interessanter, als es den ganzen Tag leise schneite. Das

geringe Schneegestöber übte, solange es nicht mit Nebel kombiniert war, keinen nennenswerten Einfluss auf den Zerstreuungskoeffizienten aus. Letzterer sank jedoch sofort, als gegen 6 Uhr unser Standort in Nebel eingehüllt wurde. Da das Hygrometer eher fiel als stieg, so ist es ersichtlich, dass der Wassergehalt der Luft so lange den Zerstreuungskoeffiizienten nicht merklich beeinflusst, als das Wasser nicht in tropfbarer Form in der Luft enthalten ist und die Ionen träge und schwer beweglich macht.

Tägliche Schwankung der Zerstreuungskoeffizienten.

Die durchschnittliche tägliche Schwankung von $a+$ und $a-$ suchte ich auf die Weise zu bestimmen, dass ich alle erhaltenen Werte in eine Tabelle, die eine Rubrizierung von 10 zu 10 Minuten gestattete, eintrug, und nur dort den Durchschnittswert berechnete und verwendete, wo mehr als drei Beobachtungen zur gleichen Zeit vorlagen. Die so erhaltenen Zahlen zwischen 9 und 10*a*, 12*a* und 1*p*, 2*p*, 3*p* und 4 und 5*p* zog ich wieder zu Durchschnittswerten zusammen. Alle anderen Werte wurden vernachlässigt.

Tabelle III.

Zeit	9—10 *a*	12—1 *p*	2—3 *p*	4—5 *p*
$a-$	2,02	1,55	1,39	1,99
$a+$	1,57	1,61	1,49	1,40

Es leuchtet ein, dass vorstehende Zahlenreihe, da in ihr Werte von meteorologisch ungleichartigen Tagen zu Mittelwerten vereinigt wurden, nicht die Schwankungen der Zerstreuungskoeffizienten bei normaler Witterung darstellt. Um für diese einen Anhalt zu gewinnen, bestimmte ich am 27. April, einem wolkenlosen Tage, die Zerstreuungskoeffizienten in ununterbrochener Folge von 8*a* bis 7*p*. Das Resultat ist in Fig. 3 wiedergegeben.

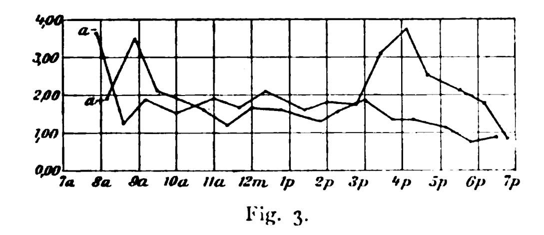


Fig. 3.

Man sieht ein Anschwellen von $a-$ und ein Absinken von $a+$ mit vorrückender Tageszeit, was mit anderen Beobachtungen im Einklange steht. $a-$ zeigt zwei Maxima, eines um 9*a*, eines abends zwischen 4^h und 5^h. Zu dieser Kurve würde sehr gut die Kurve der durchschnittlichen täglichen Schwankung von q passen.

C. Messungen der induzierten Radioaktivität der Luft.

Bezüglich der angewandten Methode und der Auswertung der gewonnenen Zahlen im allgemeinen verweise ich auf die betreffenden Darlegungen der Herren Elster und Geitel. Im besonderen sei Folgendes bemerkt. Der Draht zur Messung der induzierten Radioaktivität der Luft war nahe vor der Liegehalle zwischen guten Isolatoren, die event. eine Trocknung mittels Natrium gestatteten, ausgespannt. Seine Länge betrug 10 m.

Als Elektrizitätsquelle diente eine kleine Influenzmaschine, die die Anwendung einer Spannung bis zu 10000 Volt gestattete. Ich war jedoch bestrebt, während der jedesmal 30′ dauernden Exposition die Spannung auf nur 2500 Volt zu halten, um die Resultate direkt denen vergleichbar zu machen, welche die Herren Elster und Geitel zur gleichen Zeit und um die gleichen Stunden in Wolfenbüttel ermittelten. Da jedoch das Halten der Spannung auf genau 2500 Volt während ½ Stunde mit der Influenzmaschine sich als schwierig, ja fast unmöglich erwies, so konstruierte ich einen Regulator, wie ihn Rutherford schon anwandte, indem ich mit dem exponierten Draht eine isolierte Metallscheibe verband und dieser gegenüber eine zur Erde abgeleitete sehr spitze Nadel anbrachte, deren Abstand so reguliert wurde, dass durch Glimmentladung der Überschuss der zugeführten Elektrizität ständig abfloss, sodass das Hochspannungselektrometer dauernd genau 2500 Volt zeigte, und diese Spannung sich unabhängig vom Gange der Maschine konstant erhielt. Dort, wo die Werte abnorm gross oder klein ausfielen, wiederholte ich die Messungen unter Verwendung eines neuen Drahtes. Einige Male stellte sich heraus, dass die Maschine die Pole gewechselt hatte und der Draht positiv geladen gewesen war. Ich konnte auf diese Weise durch sofortige Wiederholung des Versuches mit negativer Ladung das Resultat der Herren Elster und Geitel bestätigen, dass auch durch positive Ladung eine induzierte Radioaktivität am Draht auftritt, aber eine 4 bis 30mal geringere als bei negativer Ladung.

Einfluss der Höhenlage auf den Gehalt der Luft an radioaktiver Emanation.

Zunächst war interessant die in Arosa erhaltenen Aktivierungszahlen mit denen zu vergleichen, die unter den gleichen Versuchsbedingungen in Wolfenbüttel beobachtet waren. Ich habe die Werte in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tabelle IV.

Datum	Arosa	Wolfenbüttel
20 II.	19,0	11,8
21.	14,0	18,4
22.	8,0	7,0
23.	7,0	24,0
24.	0,4	16,4
25.	84,0	21,0
27.	31,5	11,6
28.	27,8	19,9
1 III.	**123,3**	9,1
3.	44,0	12,1
4.	12,0	5,0
5.	1,3	8,9
6.	22,5	4,6
7.	9,0	7,0
8.	12,0	10,5
9.	28,2	16,7
10.	65,9	8,6
11.	**104,0**	15,5
13.	37,2	12,9
14.	85,0	11,0
15.	36,7	16,4
18.	78,8	13,8
19.	39,4	5,6
20.	92,7	6,9
21.	28,2	9,2
22.	35,4	19,3
23.	28,0	24,2
24.	27,7	4,5
4 IV.	63,5	10,2
5.	9,7	3,5
7.	21,0	5,8
20.	20,3	10,7
21.	20,5	6,7
22.	32,7	9,7
23.	22,5	**27,4**
Durchschnitt	36,1	12,2

Man sieht, dass nicht nur die Maxima in Arosa ganz auffällig höher sind als in Wolfenbüttel, sondern dass auch der Mittelwert für Arosa den Mittelwert für Wolfenbüttel um etwa das Dreifache übertrifft. Wenn jedoch sämtliche 40 in Arosa um die Mittagszeit erhaltenen Werte, also auch die, für welche simultane Werte in Wolfenbüttel nicht vorliegen, zur Durchschnittsberechnung herangezogen werden, so berechnet sich der Durchschnittswert für Arosa auf 43,4.

Einfluss der Elektrizitätszerstreuung auf A.

Da nach den Versuchen von Elster und Geitel in geschlossenen Räumen die Leitfähigkeit der Luft um so höher ist, je höher ihr Gehalt an radioaktiver Emanation, so lag es nahe, nachzuforschen, ob für die in dem Hochthal von Arosa enthaltene Luft die gleiche einfache Beziehung existiere. Nach meinen Beobachtungen ist dies indessen nicht der Fall. Weder eine Nebeneinanderstellung der an verschiedenen Tagen erhaltenen Zerstreuungs- und Aktivierungszahlen, noch ein Vergleich der täglichen Variationen beider Grössen liess auf eine deutliche Abhängigkeit derselben voneinander schliessen.

Einfluss der Bewölkung auf A.

Berechnet man den Mittelwert von A einmal aus sämtlichen niederschlags- und wolkenlosen Tagen und zweitens aus allen Tagen mit einer Bewölkung über 5, so ist dieser Wert im ersten Fall 57,7, im zweiten 21,3. Man wird nicht fehlgehen, in diesem Verhalten einen Einfluss der Sonnenstrahlung zu erkennen, zumal ein ähnlicher Einfluss bei der täglichen Schwankung der Aktivierungszahl zu Tage tritt.

Tägliche Variation der Aktivierungszahl.

Auch für die Aktivierungszahl habe ich an einigen Tagen, nämlich am 28., 29., 30. April und am 31. Mai, die tägliche Schwankung bestimmt.[1]) Die Beobachtungen sind wiedergegeben in Fig. 4.

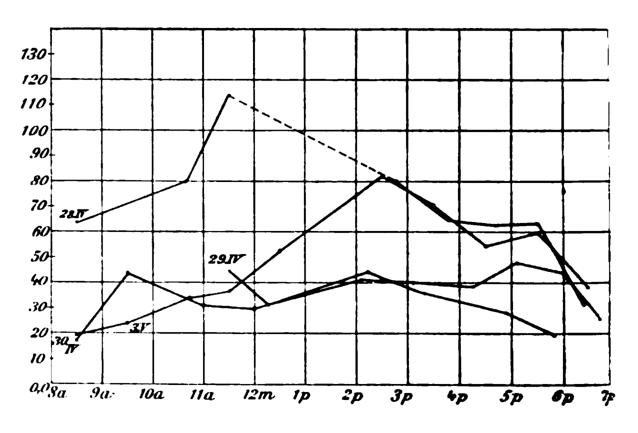


Fig. 4.

Danach steigt die Radioaktivität der Luft von $8a$ bis $2p$ ziemlich gleichmässig an, um dann wieder abzunehmen. Die kleinsten Werte wurden unmittelbar nach Sonnenuntergang beobachtet. Eine Abhängigkeit der A vom Stande der Sonne ist unverkennbar. Welcher Art diese ist, darüber möchte ich eine abschliessende Meinung nicht äussern. Wenn der Gehalt der atmospärischen Luft an radioaktiver Emanation ganz aus dem Erdboden stammt, so erscheint dieser Einfluss der Sonne zunächst wenig verständlich.

1) Da ich bei diesen Bestimmungen eine Messung unmittelbar an die voraufgehende anschloss, so war es notwendig, zu bestimmen, ob die einmal exponierten Drähte von der anhaftenden radioaktiven Substanz so gründlich gereinigt werden konnten, dass eine Fehlerquelle aus etwa noch anhaftender Substanz sicher vermieden wurde. Versuche ergaben, dass selbst energisches Abreiben mit NH_4 und darauf mit Smirgelpapier die letzten Reste radioaktiver Substanz nicht beseitigen konnte. Ich arbeitete deswegen mit drei Drähten, sodass jeder Draht eine Ruhepause von $1^1/_2$ bis 2 Stunden hatte. Diese Zeit im Verein mit der oben erwähnten Reinigung erwies sich als vollauf ausreichend.

Bestimmung der Aktivierungszahl bei Föhn.

Leider mussten an mehreren ausgeprägten Föhntagen die Messungen der induzierten Radioaktivität wegen Defekte an der Influenzmaschine ausfallen, sodass ich nur über Beobachtungen an fünf Föhntagen zu verfügen habe. Aus der Mehrzahl dieser Beobachtungen scheint gefolgert werden zu dürfen, dass die Föhnlage den Wert für A herabdrückt, wie sie ihn für a vergrössert. Nur der ganz abnorm hohe Wert für A am 1. März widerspricht dieser Schlussfolgerung. Wie weit andere mir entgangene oder vorläufig überhaupt unkontrollierbare Faktoren ursächlich mitgewirkt haben, ist aus dem vorliegenden Materiale nicht zu entscheiden.

Tabelle V.

Datum	A	$a-$	$a+$
23 II.	7	2,7	3,0
1 III.	123	3,5	3,1
12 III.	6,7	2,8	2,6
17 III.	10,0	?	?
23 IV.	22,5	3,6	2,6

Aktivierungsversuche im natürlichen Felde der Erde.

Da es vom ärztlichen Standpunkt aus wichtig war, zu wissen, wie weit das elektrische Feld der Erde bei seiner auf exponierten Höhen oftmals beträchtlichen Stärke imstande sei, die radioaktive Substanz aus der umgebenden Atmosphäre auf Gegenstände und Personen, die sich im Bereiche der Kraftlinien dieses Feldes befinden, niederzuschlagen, so nahm ich auch darauf gerichtete Versuche vor. Schon die Herren Elster und Geitel haben bekanntlich an Drachenschnüren und an einem zwischen zwei Gebäuden ausgespannten Draht deutlich messbare Radioaktivität nachgewiesen. Meine Versuchsanordnungen waren folgende. Ich spannte zunächst an einer Böschung des Sanatoriumsgarten zwischen zwei Stangen von je 2 m Höhe einen 20 m langen Draht aus und beliess ihn 24 Stunden an diesem Ort. Eine darauf vorgenommene Bestimmung von A ergab am 3. April A gleich 7,14. Während die Spannung ohne Anwesenheit des exponierten Drahtes in 15′ um 2,9 Volt sank, fiel sie bei Anwesenheit des Drahtes im Schutzcylinder um 38,6 Volt in der gleichen Zeit. Das Potentialgefälle betrug im Beginn der Exposition am 2. April $5^h p$ etwa 147 Voltmeter, am folgenden Tage bewegte es sich zwischen 320 Voltmeter am Vormittage und 300 Voltmeter am Nachmittage. Eine zweite Messung am 5. April ergab A gleich 4,5. Das Potentialgefälle betrug von 120 Voltmeter am 4. April bis über 500 Voltmeter am 5. April. Von $11^{30'}$ bis $12^h\,30'$ war es vorübergehend negativ gewesen.

Diese Versuche zeigen, dass auch ohne künstliche Elektrisierung auf allen frei über die Erdoberfläche emporragenden Leitern deutlich nachweisbare radioaktive Substanz niedergeschlagen wird. Wegen der Inkonstanz des natürlichen elektrischen Feldes der Erde sind die Versuchsbedingungen für verschiedene Orte und Zeiten nicht ohne weiteres als gleichwertig anzusehen. Immerhin ist es von Interesse, dass an anderen Orten die Selbstaktivierung unter ähnlichen Bedingungen viel geringer gefunden ist. So erhielten Elster und Geitel in Wolfenbüttel A ungefähr gleich 2, Elster in Juist A gleich 1.

Da anzunehmen war, dass die Werte bei Exposition des Drahtes auf der Spitze des Tschuggens (2100 m) noch grösser ausfallen würden, so wiederholte ich die Versuche in dieser Höhe. Leider konnte ich die Messungen nicht ausführen, denn als ich zu diesem Zweck meine Apparate mühsam hinaufgebracht hatte, waren meine Stangen samt dem exponierten Draht von Knaben des Dorfes entwendet. Um nicht ganz unverrichteter Sache die Mühe des Hinauftransportierens der Apparate gehabt zu haben, nahm ich von einer auf der Höhe befindlichen Fahnenstange den letzten Rest einer zerfetzten Fahne (etwa 15—19 cm im Quadrat) und wickelte ihn um den Drahtcylinder des Zerstreuungsapparates. Der Spannungsabfall ohne Fahnenstück betrug in 10′ 8,1 Volt, mit Fahnenrest 14,7 Volt, also fast das Doppelte.

Der hohe Betrag der Selbstaktivierung in Arosa ist wohl der Kombination zweier Ursachen zuzuschreiben, einmal dem hohen Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation und ferner dem im Vergleich mit der Ebene stärkeren elektrischen Felde, welches einen grösseren Spannungsunterschied zwischen dem negativ elektrischen Draht und den positiven Ionen der Luft bedingt.

Da nun aus den Versuchen mit Radium, die in neuester Zeit besonders von französischen Autoren [1]) angestellt wurden, hervorgeht, dass die Becquerelstrahlung zum Teil sehr energische Wirkungen auszuüben vermag, so ist es immerhin möglich, dass auch die von der auf dem menschlichen Körper niedergeschlagenen radioaktiven Substanz ausgehenden Becquerelstrahlen auf das Befinden der sich im Hochgebirge aufhaltenden Personen einen

1) Georges Bohn, Influence des rayons du radium sur les animaux en voie de croissance. Comptes rendus 1903, No. 17; Derselbe, Infl. des rayons du rad. sur les oeufs vierges et fécondés, et sur les premiers stades du développement. Ibid. No. 18; M. J. Danysz, De l'action pathogène des rayons et des emanations émis par le radium sur différents tissus et différents organismes. Ibidem No. 7.

Einfluss ausübt. Vielleicht liegt hierin ein bislang nicht gewürdigter Faktor des Hochgebirgsklimas. Die Resultate meiner Beobachtungen sind in kurzer Zusammenstellung folgende:

1. Das Potentialgefalle kann an klaren und wolkenlosen Wintertagen negativ sein.

2. Die Mittelwerte der Zerstreuungskoeffizienten für Arosa sind in den Monaten Februar, März und April für $a-$ 1,97 und für $a+$ 1,61.

3. Die Föhnlage erhöht den Betrag der Elektrizitätszerstreuung für beide Elektrizitäten ziemlich bedeutend.

4. Der Nebel übt die entgegengesetzte Wirkung aus.

5. Die tägliche Schwankung der Grösse $a-$ zeigt ein morgenliches Maximum um $8^h a$ und ein abendliches zwischen 4^h und 5^h. Dazwischen liegt eine mittägliche Depression. Die Kurve für $a+$ zeigt ein Maximum um $9^h a$.

6. Der Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation ist in Arosa etwa dreimal so gross wie in Wolfenbüttel und etwa neunmal so gross wie in Juist an der Nordseeküste.

7. Eine deutliche Abhängigkeit der Grösse A von a tritt nicht zu Tage.

8. An klaren Tagen werden grössere Werte der induzierten Radioaktivität der Atmosphäre beobachtet, als an trüben oder niederschlagsreichen Tagen.

9. Föhnlage scheint den Wert A zu verringern.

10. Die Kurve der täglichen Schwankung der Grösse A zeigt ihren Kulminationspunkt etwas nach Mittag und einen jähen Abfall nach Untergang der Sonne.

11. Schon die Stärke des elektrischen Feldes der Erde reichte aus, um erhebliche Mengen radioaktiver Substanz auf Gegenständen, die im Bereich der Kraftlinien dieses Feldes sich befinden, niederzuschlagen.

Schöningen, Juli 1903.

(Eingegangen 2. August 1903.)

Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionengeschwindigkeit in der Atmosphäre.

Von H. Gerdien.

Die Hauptaufgabe der luftelektrischen Forschung ist es zur Zeit, den Elektrizitätsaustausch zwischen Erde und Atmosphäre zu untersuchen, der unter der Wirkung des elektrischen Erdfeldes in der ionisierten Luft stattfindet. Die Messung der Feldstärke bietet heute selbst in den grössten bisher mittels des Luftballons erforschten Höhen unserer Atmosphäre keine erheblichen Schwierigkeiten; von der Bestimmung der Leitfähigkeit der Luft lässt sich zur Zeit noch nicht dasselbe sagen. Wir besitzen noch keine einwandfreie Methode, die uns die Leitfähigkeit, d. h. das Aggregat $\varepsilon \cdot (n_p \cdot v_p + n_n \cdot v_n)$ — ε die Ladung des einzelnen Ions in elektrostatischem Masse, n_p, n_n Anzahl der positiven bezw. negativen Ionen im ccm, v_p, v_n Beweglichkeit oder spez. Ionengeschwindigkeit, gemessen in cm/sec bei einer in Volt/cm gegebenen Feldstärke — direkt zu messen gestattet, wir sind bisher nur imstande, mittels des von H. Ebert angegebenen Aspirationsapparates[1]) die Ionisationen n_p und n_n der positiven und negativen Ionen gesondert zu bestimmen — vorausgesetzt, was man wohl nach dem heutigen Stande der Entwicklung der Ionentheorie als gesichert betrachten darf, dass die Ladung des einzelnen Ions ε eine universelle Konstante ist — und unter Benutzung der im Laboratorium für den betreffenden Gasdruck ermittelten Ionenbeweglichkeiten die Leitfähigkeit der Luft zu berechnen. Dieses Verfahren muss wohl als ein recht unbefriedigendes bezeichnet werden, weil die Übertragung einer im Laboratorium ermittelten Zahl in die Physik der Atmosphäre — die in vielen anderen Fällen zweifellos erlaubt ist — gerade bei der Ionenbeweglichkeit Bedenken erregen kann.

Die Abhängigkeit der Ionenbeweglichkeit von dem Zustande des Gases ist bisher nur im Falle des Gasdruckes quantitativ untersucht worden; es hat sich ergeben, dass man die Ionenbeweglichkeit innerhalb der vorerst in der Atmosphäre in Betracht kommenden Grenzen als dem Gasdruck umgekehrt proportional betrachten darf. Auch ist eine Abhängigkeit der Ionenbeweglichkeit von dem Feuchtigkeitsgehalte des Gases beobachtet worden; dass eine solche Abhängigkeit wahrscheinlich ist, lässt sich leicht plausibel machen. Vermutlich haben wir es in Gasgemischen gar nicht mit einer einzigen Ionenart eines Vorzeichens zu thun, sondern wahrscheinlich mindestens mit soviel Ionengattungen, als verschiedene Bestandteile in dem Gasgemisch vorhanden sind; bezeichnet man die verschiedenen Bestandteile des Gemisches mit den Indices 1, 2, 3 ··· und mit den entsprechenden Indices die bezüglichen n_p und v_p, n_n und v_n, so verwandelt sich der oben als Leitfähigkeit eingeführte Ausdruck in den allgemeineren:

$$\varepsilon\,(n_{p_1} v_{p_1} + n_{p_2} v_{p_2} \cdots + n_{n_1} v_{n_1} + n_{n_2} v_{n_2} \cdots).$$

Der Ausarbeitung einer Methode, die die einzelnen $n_{p\lambda}$, $n_{n\lambda}$, $v_{p\lambda}$, $v_{n\lambda}$ getrennt zu ermitteln gestattet, scheinen sehr grosse Schwierigkeiten entgegen zu stehen, auch ist eine derart spezialisierte Untersuchung bei dem gegenwärtigen Stande der Forschung wohl schwerlich

1) Diese Zeitschr. **2**, 662, 1901.



erwünscht, man kann sich vorerst bei Gasgemischen mit einer „mittleren“ Beweglichkeit der Ionen begnügen, die man definiert als

$$v_p = \frac{\sum_\lambda n_{p\lambda} v_{p\lambda}}{\sum_\lambda n_{p\lambda}} \quad \text{bezw.} \quad v_n = \frac{\sum_\lambda n_{p\lambda} \cdot v_{n\lambda}}{\sum_\lambda n_{p\lambda}}.$$

Diese Ausdrücke lassen unmittelbar ersehen, dass jede Änderung in der Zusammensetzung des Gasgemisches — und in der Atmosphäre findet dauernd eine solche Änderung in der Konzentration ihres meteorologisch interessantesten Bestandteils, des Wasserdampfes, statt — nicht nur die

$$n_p = \sum_\lambda n_{p\lambda} \text{ und } n_n = \sum_\lambda n_{n\lambda},$$

sondern auch die mittleren Beweglichkeiten v_p und v_n zu beeinflussen imstande ist.

Ganz allgemein lässt sich sagen, dass die Ionenbeweglichkeit proportional sein muss der Ionenladung und umgekehrt proportional dem Reibungswiderstande, den das mit einer oder mehreren Molekülmassen beladene Elektron bei seiner Bewegung durch das Gas erfährt; die Ionenladung kommt, da wir sie als universelle Konstante angenommen haben, für die weiteren Überlegungen nicht in Betracht, wohl aber sind alle Umstände, die eine Änderung des Reibungswiderstandes bewirken können, für die Änderungen der Ionenbeweglichkeit massgebend. Es ist denkbar, dass die Beweglichkeit der Ionen in Luft, die mit Wasserdampf nahezu gesättigt ist, durch Anlagerung eines und dann mehrerer Wassermoleküle an das Luftion in messbarer Weise verändert wird. Es wäre von grosser geophysikalischer Bedeutung, wenn sich thatsächlich eine solche Beeinflussung der Ionenbeweglichkeit in der Nähe des Sättigungspunktes ergeben sollte, denn dadurch wäre der erste Schritt gethan zur Aufdeckung eines Zusammenhanges zwischen zwei fundamentalen Eigenschaften der Ionen, die die wichtigste Ursache einerseits des normalen elektrischen Feldes der Erde, der Schönwetterelektrizität und andererseits der Niederschlags- und Gewitterelektrizität zu sein scheinen: die eine dieser fundamentalen Eigenschaften der Ionen ist die Verschiedenheit der Beweglichkeit der positiven und der negativen Ionen, die andere die von C. T. R. Wilson entdeckte Fähigkeit der negativen Ionen, dem Wasserdampf schon bei geringer Übersättigung als Kondensationskerne dienen zu können als die positiven. Es ist Aussicht vorhanden, dass dieser gesuchte Zusammenhang durch systematische Messungen der Ionenbeweglichkeit und der relativen Feuchtigkeit gefunden werden kann.

Diese Überlegungen bestimmten mich, eine mittels transportablen Apparates durchführbare Methode zur Messung der Ionenbeweglichkeit in der Atmosphäre und damit der Leitfähigkeit auszuarbeiten. Stellt man sich eine solche Aufgabe, so muss man sich darüber klar sein, dass für den Luftelektriker, der mit seinem Werkzeug auch unter den schwierigsten äusseren Umständen — in allen Klimaten der Erde, im Luftballon u. s. w. — zu arbeiten hat, jede weitere Vermehrung seines schon jetzt recht umfangreichen und kostbaren Instrumentariums eine weitere Erschwerung der Arbeit bedeutet; man hat sich also thunlichst an die vorhandenen und allgemein eingeführten Apparate zu halten und zu versuchen, ob sie nicht durch Modifikation der Versuchsbedingungen oder doch nach Vornahme geringfügiger Änderungen eine Lösung der neuen Aufgabe gestatten.

Zur Messung der Ionenbeweglichkeit kann nun in der That der Ebertsche Aspirationsapparat benutzt werden, wenn man entweder die Geschwindigkeit des Luftstromes soweit steigert oder die Betriebsspannung soweit erniedrigt, dass dem aspirierten Luftvolumen nur ein Bruchteil der gesamten in ihm enthaltenen Ionenmenge entzogen wird. Es dürfte nicht vorteilhaft sein und auch grosse Schwierigkeiten bieten, die Geschwindigkeit des Luftstromes in dem zur Messung der Ionenbeweglichkeit erforderlichen Verhältnis zu steigern, dagegen schien es mir praktisch wohl durchführbar, die Betriebsspannung in der gewünschten Weise zu erniedrigen. Zwar besitzen wir zur Zeit noch kein in Doppelschaltung benützbares Elektrometer, mit einem Messbereich von etwa 5—25 Volt, das mit gleicher Berechtigung als transportabel bezeichnet werden könnte wie das Exner-Elster-Geitelsche Aluminiumblattelektrometer; man muss also, wenn man dieses bewährte Instrument beibehalten will, nach anderen Mitteln suchen, die niedrigen Potentiale in messbarer Weise herzustellen. Da man hier mit einer abgetrennten Elektrizitätsmenge arbeiten muss, liegt es nahe, zu diesem Zweck die Kapazität des Systems variabel zu machen; ich habe an das Elektrometer einen kleinen Kondensator angeschlossen, dessen Kapazität innerhalb weiter Grenzen messbar kontinuierlich variiert werden kann. Zum Ablesen der Spannungen vor und nach dem Aspirationsprozess, den man zweckmässig durch ein zwischen Aspirator und Cylinderkondensator geschaltetes Ventil begrenzt, wird das geladene System auf das Minimum der Kapazität gebracht, während des Durchsaugens der Luft ist es auf einen gewissen grösseren Wert der Kapazität, der aus der Ablesung an der Skala des Kondensators ermittelt wird, somit auf ein bekanntes niedrigeres Potential eingestellt.

Zur Messung der Ionenbeweglichkeit sind zwei Beobachtungssätze für jede Ionenart, z. B. die positiven Ionen, notwendig, die man mög-

lichst schnell nacheinander, oder noch besser, falls zwei Ebertsche Aspirationsapparate zur Verfügung stehen, gleichzeitig ausführt:

1. Man bestimmt nach dem Verfahren von H. Ebert den Gehalt an positiven Ionen (bei hoher Spannung),
2. man führt die entsprechenden Operationen bei verringerter Betriebsspannung aus;

bezeichnet dann V_1' die Anfangsspannung, V_1'' die Endspannung, G_1 die mittlere Luftgeschwindigkeit, t_1 die Dauer der Aspiration, C_1 die Kapazität des Apparates im ersten Falle, V_2', V_2'', G_2, t_2, C_2 die entsprechenden Grössen im zweiten Falle, r_a und r_i den halben Durchmesser der äusseren bezw. inneren Cylinderfläche des Kondensators und l seine Länge, so gilt, wie eine einfache Rechnung zeigt, für die Ionenbeweglichkeit

$$v_p = \frac{lg V_2' - lg V_2''}{V_1' - V_1''} \cdot \frac{t_1}{t_2} \cdot \frac{C_2}{C_1} \cdot \frac{G_1 (r_a^2 - r_i^2)}{2l} \cdot lg\left(\frac{r_a}{r_i}\right).$$

Dabei ist angenommen, dass die Luftströmung innerhalb des Cylinderkondensators mit räumlich konstanter Geschwindigkeit und in geraden, achsenparallelen Stromlinien erfolgt, es ist also die Störung dieses fingierten Stromlinienverlaufes durch den Träger des inneren Cylinders nicht berücksichtigt. Ferner ist auch die durch diesen Träger herbeigeführte Änderung des elektrischen Feldes zwischen den Cylinderflächen, die Änderung des Feldes infolge räumlicher Änderung der Ionisation sowie die Regenerierung der Ionen innerhalb des Cylinderkondensators vernachlässigt.

Dem von mir benutzten Apparat[1]) habe ich, um schneller beobachten zu können, so grosse Dimensionen gegeben, als mit dem Erfordernis der Transportfähigkeit noch vereinbar erschienen. Der Aspirator bringt in dem 50 mm weiten und 60 cm langen Rohr des Cylinderkondensators eine mittlere Luftgeschwindigkeit von 410 cm/sec hervor, wodurch bei einer Minimalkapazität von etwa 39 cm unter normalen Verhältnissen schon nach 5 Minuten Aspirationsdauer am Elektrometer eine bequem messbare Spannungsabnahme erzielt wird.

Aus je vier Einzelmessungen lassen sich also v_p, v_n, n_p, n_n einzeln ermitteln, man kann somit auch unter Benutzung des bekannten Wertes von ε die Leitfähigkeit berechnen. Bemerkenswert ist nun, dass die Leitfähigkeit in absolutem Masse schon aus zwei Einzelmessungen mit niedriger Anfangsspannung bestimmt ist und zwar unabhängig von einer Messung der Luftgeschwindigkeit im Kondensator, die sich nur recht ungenau durchführen lässt. Falls man nämlich sicher ist, dass bei der angewandten Luftgeschwindigkeit und Spannung und den Dimensionen des Cylinderkondensators nicht alle Ionen der durchgesaugten Luft entzogen werden, sondern nur ein Bruchteil derselben, gilt

$$\varepsilon \cdot V_p \cdot n_p = \frac{lg V_2' \cdot lg V_2''}{t_2} \cdot \frac{C_2}{300 \cdot \pi} \cdot \frac{lg\left(\frac{r_a}{r_i}\right)}{2l}$$

in absolutem elektrostatischem Masse. Führt man also je eine Messung für die positiven Ionen und eine für die negativen Ionen aus, so erhält man einzeln die Produkte

$$\varepsilon \cdot v_p \cdot n_p \text{ und } \varepsilon \cdot v_n \cdot n_n,$$

deren Summe die Leitfähigkeit ist. Legt man also auf die Messung der spezifischen Ionenzahl und spezifischen Ionengeschwindigkeit keinen Wert, so kann man durch zwei Messungsreihen ohne weiteres die Leitfähigkeit erhalten.

Die mit dem Apparate gemessenen spezifischen Ionengeschwindigkeiten schwankten am Erdboden zwischen

1,32 und 1,40 cm/sec für die positiven und
1,52 „ 1,75 „ für die negativen Ionen.

Bei einer am 1. und 2. Juli 1901 von Göttingen aus unternommenen Ballonfahrt hatte ich Gelegenheit, in mässigen Höhen Messungen der spezifischen Ionenzahlen und Ionengeschwindigkeiten auszuführen. Leider waren die äusseren Umstände diesem Unternehmen nicht sehr günstig; denn während des ersten Teiles der Fahrt (Nachtfahrt) war der Ballon ständig im langsamen Fallen oder schnellen Steigen begriffen, sodass die gemessenen Werte der spezifischen Ionenzahlen nur als Mittelwerte für die durchschnittenen Schichten gelten können. Die Messungen der spezifischen Ionengeschwindigkeit wurden also durch dauerndes Variieren der spezifischen Ionenzahlen unmöglich und wären selbst bei wesentlich ruhigerer Höhenlage des Ballons sehr ungenau ausgefallen, da da der Ionengehalt infolge dichten Dunstes nur ein so geringer war, dass selbst mit dem benutzten Apparat jede einzelne Messung 20 Minuten in Anspruch nahm. Erst als gegen Sonnenaufgang der Ballon langsam und stetig zu steigen begann und bald die obere Grenze der unteren Dunstschicht passiert hatte — über der unteren sehr dichten Dunstschicht schien noch eine andere erheblich weniger dichte zu liegen — konnten Messungen der spezifischen Ionengeschwindigkeit vorgenommen werden. Folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der Resultate.

1) Derselbe wurde von der Firma Carl Diederichs (Inhaber: Spindler & Hoyer) in Göttingen erbaut und hat sich bisher gut bewährt.

Höhe über dem Meere in Metern	Gehalt an Ionen in elektrost. Einh./cbm.	Spez. Ionengeschwindigkeit + Ionen	— Ionen	Relative Feuchtigkeit	Bemerkungen
700 — 500 — 1000	+ 0,17	—	—	—	—
500 — 650	— 0,16	—	—	60 Proz.	—
1250 — 1000	+ 0,22	—	—	60 Proz.	Dunstschicht
1300 — 1400	+ 0,10	—	—	66 Proz.	Dunstschicht
1650 — 1800	— 0,43	—	—	34 Proz.	Oberer Rand der Dunstschicht
1900 — 2000	+ 0,43	—	—	40 Proz.	Über der Dunstschicht
2000 — 2100	—	1,70	—	50 Proz.	" " "
2100 — 2200	— 1,08	—	—	60 Proz.	" " "
2200 — 2250	—	—	2,12	60 Proz.	" " "
2400 — 2430	+ 0,57	—	—	—	Dunstschicht löst sich auf
2400	+ 0,86	—	—	44 Proz.	" " " "
2400	— 1,09	—	—	—	" " " "

Reduziert man die gemessenen spezifischen Ionengeschwindigkeiten auf den Druck von 760 mm, so erhält man 1,36 bezw. 1,48 cm/sec. Ersterer Wert stimmt sehr gut überein mit den von mir am Boden beobachteten Werten, letzterer erscheint etwas zu klein, doch ist seine Abweichung von den in feuchter Luft beobachteten Werten in Anbetracht der Schwierigkeiten der Messung unbedeutend zu nennen. Die Isolation des Apparates war unmittelbar vor der Fahrt untersucht worden und erwies sich auch bei einer nach der Landung vorgenommenen Prüfung als unverändert gut. Die Umlaufsgeschwindigkeit des Aspirators wurde während der Messungen mittels einer Stoppuhr und einer auf dem Federgehäuse des Aspiratorlaufwerks angebrachten Marke kontrolliert; dieselbe war in der Höhe von 2400 m um 18% grösser als am Erdboden.

Bei einer am 2. August dieses Jahres unternommenen Ballonfahrt wurden von Herrn Prof. Wiechert in etwa 2000 m Meereshöhe folgende Werte gefunden:

	Ionengehalt	Rel. Feuchtigkeit
	+ 0,29 elekt. Einheiten	76 Proz.
	— 0,29 " "	
V_p =	1,25 " "	
V_n =	1,03 " "	

Leider wurde der Ballon durch Beschwerung mit Niederschlägen zur Landung gezwungen, sodass es nicht möglich war, noch einen zweiten Beobachtungssatz zu gewinnen, aus dem die Änderung des Ionengehalts hätte ermittelt werden können. Wahrscheinlich ist diese Änderung nicht unerheblich gewesen, da der Ballon zur Zeit der Messungen über einer in der Bildung begriffenen Kumuluswolke schwebte.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 12. August 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Die Umschau. Übersicht über die Fortschritte und Bewegungen auf dem Gesamtgebiet der Wissenschaft, Technik, Litteratur und Kunst herausgegeben von J. H. Bechhold. 7. Jahrgang. 1903. Frankfurt a. Main, H. Bechhold. Preis vierteljährlich M. 3,80.

Diese wöchentlich erscheinende Zeitschrift, welche in ihren siebenten Jahrgang eintritt und sich um Popularisierung wissenschaftlicher Ergebnisse grosse Verdienste erworben hat, wird den meisten Lesern schon längst bekannt sein. Von berufenen Vertretern ihrer Wissenschaft werden die einzelnen Gebiete und neuen Erfindungen besprochen. Die mir gerade vorliegende Nummer vom 9. Mai enthält unter anderem eine Abhandlung von Delitzsch über seine babylonische Reise; O. Flamm: Der Wert der Funkentelegraphie für die moderne Wissenschaft; J. Ziehen: Erziehungswissenschaft, ferner kleinere Mitteilungen über wissenschaftliche und industrielle Neuigkeiten, Bücherbesprechungen u. s. w. Das weiteste Interesse wird sicherlich ein Autsatz über Justus von Liebig von seinem Enkel Hans von Liebig erwecken. Welche ungeheure Umwandlung dieser geniale Mann in der Chemie hervorgerufen hat, kann man sich ungefähr vorstellen, wenn man erfährt, dass, als Liebig schon lange Professor war, sein Marburger Kollege ihm eine hölzerne Tischschublade zeigte, welche von 3 zu 3 Monaten Quecksilber zu erzeugen vermochte und ferner einen langen Pfeifenstiel, mit dem Sauerstoff in Stickstoff umgewandelt wurde. Eingehend werden der Lebensgang und die Entwickelung Liebigs, seine grossen Verdienste um den chemischen Unterricht und seine epochemachenden Entdeckungen geschildert, wobei der Enkel — und dies berührt ausserordentlich angenehm — die kleinen Schwächen nicht verschweigt. Die vielen Abbildungen, die zum ersten Male veröffentlicht werden, Liebig als Erlanger Student, als 40, 50, 60jähriger, Liebigs Mutter, Familie, Labora-

torium u. s. w. sind trefflich ausgeführt und gereichen der Abhandlung zur Zierde.

G. C. Schmidt.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden Dr. W. Zurhellen an der Universität Bonn zum Assistenten der Universitätssternwarte, der Privatdozent für die Lehrgebiete Wärmemotoren, insbesondere Gas- und Erdölmotoren, und Anwendung der Elastizitäts- und Festigkeitslehre auf die Aufgaben des Maschineningenieurs an der Technischen Hochschule in Stuttgart, Regierungsbauführer Dr. ing. Max Ensslin aus Stuttgart, zum Professor an der Stuttgarter Baugewerksschule, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Wilhelm Autenrieth als o. Professor der Chemie an Stelle des am 17. Oktober 1902 verstorbenen Geh. Regierungsrats Professors Dr. Hugo Schwanert nach Greifswald, der Privatdozent in der philosophischen Fakultät der Friedrich Wilhelms-Universität zu Berlin, Professor Dr. Krigar-Menzel zum etatsmässigen Professor an der Technischen Hochschule zu Berlin, der derzeitige Chefingenieur der Rhätischen Bahnen in Chur, F. Hennings von Kiel, zum Professor der Ingenieurwissenschaften an der Technischen Hochschule in Zürich, der Privatdozent an der Universität Tübingen Dr. Küster zum a. o. Professor der Chemie und Pharmazie an der Tierärztlichen Hochschule in Stuttgart.

Dem ständigen Mitarbeiter bei dem Meteorologischen Institut in Berlin Arthur Berson und dem ständigen Mitarbeiter bei dem Meteorologisch-Magnetischen Observatorium in Potsdam Dr. Georg Lüdeling, sowie dem Dozenten für synthetische Geometrie und Elemente der darstellenden Geometrie an der Technischen Hochschule zu Berlin, Dr. Steinitz, ist das Prädikat „Professor", dem Geheimen Regierungsrat Professor Dr. Franz Reuleaux (Berlin) von der Technischen Hochschule zu Karlsruhe, die er vor mehr als fünfzig Jahren als Studierender besucht hat, die akademische Würde eines Doktor-Ingenieurs ehrenhalber und den Professoren an der Technischen Hochschule Dresden Müller und Dr. Helm der Titel und Rang als Geheimer Hofrat verliehen worden.

Es habilitierten sich an der Technischen Hochschule Aachen der Ingenieur und Laboratoriums-Vorstand der Deutschen Elektrizitätswerke in Aachen, Dr. Leo Finzi aus Mantua als Privatdozent für Elektrotechnik, an der Technischen Hochschule in Braunschweig der Dipl. Ing. Dr. Hugo Mosler aus Berlin für Elektrotechnik, in Giessen der Assistent am physikalischen Institut W. Schmidt aus Erfurt für Physik, in Kiel Dr. Gerhard Preuner aus Greifswald für Chemie, in München der Assistent am chemischen Staatslaboratorium Dr. Julius Sand für Chemie, an der deutschen technischen Hochschule in Brünn Dr. Leopold Kann für technische Physik, an der Universität Göttingen der Assistent am chemischen Universitätslaboratorium, Dr. phil. Wilhelm Biltz, als Privatdozent für Chemie.

Die Akademie der Wissenschaften in Wien wählte zum Ehrenmitglied den Professor der allgemeinen Chemie an der Universität Berlin, Dr. Jakob Heinrich van't Hoff, zu korrespondierenden Mitgliedern: den Professor der Chemie an der Universität London, Sir William Ramsay, den em. Direktor der deutschen Seewarte in Hamburg, Dr. Georg v. Neumayer und den Professor an der Faculté des Sciences in Paris, Henri Poincaré. Anlässlich der Hundertjahrfeier der Universität Heidelberg wurden zu Ehren-Doktoren ernannt: Svante Aug. Arrhenius-Stockholm, Phil. Lenard-Kiel, William Ramsay-London, Professoren der Physik, Stanislaus Canizzaro, Professor der Chemie, Rom, Jean Gaston Darboux, Professor der Mathematik, Paris, William Huggins, Professor der Astronomie, London, Ferd. André Fouqué, Professor der Naturwissenschaften am Collège de France, Paris, E. Ch. Pickering, Direktor der Sternwarte an der Harvard-Universität, Cambridge, Alfr. Cogniaux, ehemaliger Professor der Naturwissenschaften, Verviers, Rich. Tetley Glazebrook, Direktor des physikalischen Laboratoriums, Richmond.

Die Wiener Akademie der Wissenschaften hat in ihrer letzten Gesamtsitzung folgende Beihilfen bewilligt: In der mathematisch-naturwissenschaftlichen Klasse: Professor der mathematischen Physik an der Grazer Universität Dr. Anton Wassmuth 1000 Kr. zum weiteren Studium der Abkühlung von Stäben aus verschiedenem Material, dem Privatdozenten für Mathematik an der Universität und an der Technischen Hochschule in Wien, Dr. Robert Daublebsky v. Sterneck 500 Kr. zur Durchführung der numerischen Rechnung der Kuben der ganzen Zahlen.

In Braunschweig starb der Mathematiker und Physiker Oberbaurat Scheffler.

Berichtigungen.

In dem Artikel des Herrn H. Konen „Über das Linienspektrum des Natriums" diese Zeitschr. 4, No. 22, S. 592 ist durch ein Versehen ein unrichtiger Passus stehen geblieben. Es muss S. 594, Zeile 13 heissen, statt „man hätte also nach Analogie der sonstigen Erfahrungen keine Paare von grösserer Wellenlänge derselben Serie zu erwarten" — man hätte also nach Analogie der sonstigen Erfahrungen nur noch ein Paar von grösserer Wellenlänge in jeder Serie zu erwarten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 24. | 15. September 1903. Redaktionsschluss für No. 25 am 16. September 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

An unsere Leser!

Um den Jahrgangswechsel der Physikalischen Zeitschrift mit dem Jahreswechsel in Einklang zu bringen, werden wir den laufenden 4. Jahrgang mit Heft 25—30 bis zum 1. Januar 1904 weiterführen. Das Inhaltsverzeichnis zu diesem Jahrgange wird demnach für den ganzen Jahrgang mit Heft 30 (Ende Dezember) erscheinen.

Redaktion und Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein neues Prinzip des Vertikalseismometers.[1])

Von T. Tamaru.

Das Prinzip des jetzt in Japan gebräuchlichen Vertikalseismometers lässt sich folgendermassen darstellen. GBC (s. die Fig.) ist ein starres System, dessen Hauptmasse sich am Ende G befindet; sein Schwerpunkt mag in G sein. Es ist drehbar um eine durch zwei

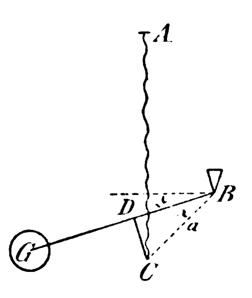


Fig. 1.

Spitzen realisierte, auf GB senkrechte, horizontale Achse in B, und wird durch die am oberen Ende befestigte Spiralfeder AC in der Lage gehalten, wo BG nahezu horizontal ist. Durch eine geeignete Wahl der Konfiguration $GBDC$ wird ein beinahe neutrales Gleichgewicht zustande gebracht. Es ist, falls die Feder lang genug ist und in allen Lagen des Systems als vertikal angesehen werden kann, in der mit ϑ angegebenen Lage die potentielle Energie

$$E = -Wb\sin\vartheta + \int_{\vartheta=0}^{\vartheta} \left\{T + \lambda a(\sin\overline{\vartheta+\alpha} - \sin\alpha)\right\}$$

$$d[a(\sin\overline{\vartheta+\alpha} - \sin\alpha)]$$

$$= -Wb\sin\vartheta + Ta(\sin\overline{\vartheta+\alpha} - \sin\alpha) + \frac{\lambda a^2}{2}(\sin\overline{\vartheta+\alpha} - \sin\alpha)^2,$$

wo W das Gewicht des Systems; $b = BG$; T, die Spannung der Feder bei $\vartheta = 0$; λ, den Zuwachs derselben pro cm-Verlängerung bedeutet. Für kleine Werte von ϑ wird

$$E = [-Wb + Ta\cos\alpha]\vartheta + \frac{\lambda a^2\cos^2\alpha - Ta\sin\alpha}{2}\vartheta^2$$

$$-\left[\frac{-Wb + Ta\cos\alpha}{6} + \frac{\lambda a^2\sin\alpha\cos\alpha}{2}\right]\vartheta^3 \ldots$$

1) Zum Teil vorgetragen in der II. internationalen seismologischen Konferenz zu Strassburg i. E.

Das erste Glied $= 0$, wenn $\vartheta = 0$ eine Gleichgewichtslage geben soll. Man nimmt

$$\lambda a^2 \cos^2 \alpha - Ta \sin \alpha$$

positiv und sehr klein und erhält dadurch eine langperiodische Schwingung. Bei einer vertikalen Bewegung von A und B mit der Erde bleibt G (genauer ein Punkt etwas links von G) zurück und macht es möglich, durch seine Bewegung relativ der Erde die Bewegung der letzteren anzugeben.

Da aber der Koeffizient von ϑ^3 in E

$$= -\frac{\lambda a^2 \sin \alpha \cos \alpha}{2}$$

ist, nicht also beliebig klein gemacht werden kann, so wird bei nicht allzu kleinen Werten von ϑ das Glied mit ϑ^3 fühlbar und E nimmt die Form an:

$$\varepsilon \vartheta^2 - c\vartheta^3,$$

wo ε klein ist. Es ist also

$$\frac{dE}{d\vartheta} = 0 \text{ für } \vartheta = 0 \text{ und } \vartheta = \frac{2\varepsilon}{3c}.$$

Sobald ϑ diesen letzteren (kleinen) Wert überschreitet, wird das System labil und das Instrument hört für immer auf zu funktionieren.

Um diesen Übelstand zu umgehen, schlage ich vor, zwei Federn zu benutzen, und zwar so, wie es Fig. 2 andeutet.

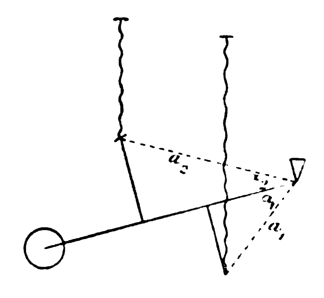


Fig. 2.

Man nehme an, dass die Federn immer vertikal bleiben. E wird jetzt gegeben durch

$$-Wb \sin\vartheta + T_1 a_1 (\sin\vartheta + \alpha_1 - \sin\alpha_1)$$
$$+ \frac{\lambda_1 a_1^2}{2} (\sin\vartheta + \alpha_1 - \sin\alpha_1)^2 + T_2 a_2 (\sin\vartheta - \alpha_2$$
$$+ \sin\alpha_2) + \frac{\lambda_2 a_2^2}{2} (\sin\vartheta - \alpha_2 + \sin\alpha_2)^2,$$

wo die Bedeutung der Buchstaben aus dem Vorhergehenden ersichtlich ist. Diesen Ausdruck kann man so schreiben:

$$E = -T_1 a_1 \sin\alpha_1 + T_2 a_2 \sin\alpha_2 + \frac{\lambda_1 a_1^2}{2} \sin^2\alpha_1$$
$$+ \frac{\lambda_2 a_2^2}{2} \sin^2\alpha_2 + \frac{\lambda_1 a_1^2}{4} + \frac{\lambda_2 a_2^2}{4}$$
$$+ \sin\vartheta \,[-Wb + (T_1 a_1 - \lambda_1 a_1^2 \sin\alpha_1) \cos\alpha_1$$
$$+ (T_2 a_2 + \lambda_2 a_2^2 \sin\alpha_2) \cos\alpha_2]$$
$$+ \cos\vartheta \,[(T_1 a_1 - \lambda_1 a_1^2 \sin\alpha_1) \sin\alpha_1 - (T_2 a_2$$
$$+ \lambda_2 a_2^2 \sin\alpha_2) \sin\alpha_2]$$
$$+ \sin 2\vartheta \left[\frac{\lambda_1 a_1^2}{4} \sin 2\alpha_1 - \frac{\lambda_2 a_2^2}{4} \sin 2\alpha_2\right]$$
$$+ \cos 2\vartheta \left[-\frac{\lambda_1 a_1^2}{4} \cos 2\alpha_1 - \frac{\lambda_2 a_2^2}{4} \cos 2\alpha_2\right].$$

Man kann das Gleichgewicht in jeder Lage neutral machen, wenn die Koeffizienten von $\sin\vartheta \cdots \cos 2\vartheta$ sämtlich $= 0$ gemacht werden können. Man bekommt von den beiden letzten gleich 0 gesetzten Koeffizienten,

$$\alpha_1 + \alpha_2 = \frac{\pi}{2} \tag{1}$$

und

$$\lambda_1 a_1^2 = \lambda_2 a_2^2 \tag{2}$$

Ferner aus den beiden anderen

$$T_1 a_1 \sin\alpha_1 - T_2 a_2 \cos\alpha_1 = \lambda_1 a_1^2 \tag{3}$$

$$Wb = T_1 a_1 \cos\alpha_1 + T_2 a_2 \sin\alpha_1 \tag{4}$$

Gleichung (1) bezieht sich auf die Form des starren Systems, (2) auf die Stärke der beiden Federn bei gegebenen a's, — man kann z. B. nehmen $\lambda_1 = \lambda_2$, $a_1 = a_2$; — (3) wird erfüllt durch Regulierung der T's, d. h. der Aufhängepunkte der Federn, und (4) durch die des Gewichtes, — oder auch (3) und (4) können als Gleichungen für T_1 und T_2 aufgefasst werden für festgesetztes Wb (und andere Grössen), — so dass die sämtlichen Bedingungen widerspruchslos erfüllt werden können. Insbesondere lässt die Bedingung (3) eine geometrische Interpretation zu. In der Form

$$\frac{\dfrac{T_1}{\lambda_1} - a_1 \sin\alpha_1}{a_1 \cos\alpha_1} = \frac{\dfrac{T_2}{\lambda_2} + a_2 \sin\alpha_2}{a_2 \cos\alpha_2}$$

sagt sie aus: wenn die Elastizitätskoeffizienten λ_1 und λ_2 bis zum ungespannten Zustande der Federn konstant bleiben würden, so sollen ihre unteren Enden in diesem Zustande mit dem Stützpunkt auf derselben Geraden sein.

Man wäre also in der Lage, ein ganz im neutralen Gleichgewicht befindliches System zu konstruieren, wenn man nur von der Abweichung der Federn von der Vertikalität absieht. Diese Abweichung kann man, wenn erwünscht, auch ganz dadurch beseitigen, dass man zwei ähnliche Hebelsysteme mit den Federn, etwa wie in Fig. 3, verknüpft. Da die beiden Massen bei einem Erdbeben in Ruhe, also in konstanter Höhendifferenz bleiben, so bleiben die Federn immer vertikal. In Wirklichkeit muss man aber dem Systeme einen gewissen Grad von Stabilität erteilen: es kommt nicht viel auf die genaue Neutralität an, so dass diese Komplikation der Anordnung nur wenig Nutzen hat.

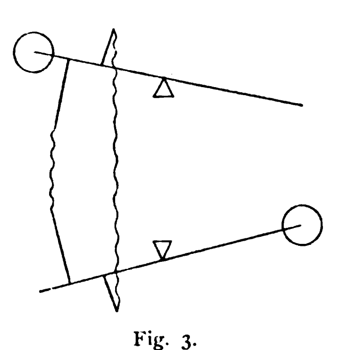


Fig. 3.

Eben des angedeuteten Grundes wegen muss man, um der praktischen Brauchbarkeit sicher zu sein, den Fall untersuchen, wo die Beziehungen vom Gesagten wenig abweichen. Machen wir dies für die spezielle Form, die ich für die zweckmässigste ansehe, nämlich für die, wo $\alpha_1 = 90^0$ und $\alpha_2 = 0$ sein soll. Man findet, dass die zu erfüllenden Beziehungen nebst den kleinen Abweichungen davon durch

$$\alpha_1 = 90^0 + \varepsilon_1, \quad \alpha_2 = \varepsilon_2, \quad a_1 = a_2 \sqrt{\frac{\lambda_2}{\lambda_1}} + \delta,$$

$$\frac{T_1}{\lambda_1} = a_1 + \sigma, \quad Wb = -T_1 a_1 \varepsilon_1 + (T_2 + \tau) a_2$$

angegeben werden können, wo ε_1, ε_2, δ, σ, τ alle klein sein sollen. Wenn man durch feine Regulierung von τ (nämlich durch vertikale Verschiebung des oberen Endes der Feder 2) das System näherungsweise in die angedeutete Gleichgewichtslage bringt, so wird τ eine kleine Grösse zweiter Ordnung, und E nimmt, unter ϑ_0 die Gleichgewichtslage verstanden, die Form an:

$$E = [T_2 a_2 \varepsilon_2 - 2 a_1 \lambda_1 \delta - a_1 \lambda_1 \sigma] \left(\frac{(\vartheta - \vartheta_0)^2}{2} - \frac{(\vartheta - \vartheta_0)^4}{24} \right) + a_1{}^2 \lambda_1 (\varepsilon + \varepsilon_2) \frac{(\vartheta - \vartheta_0)^3}{2} + a_1 \lambda_1 \delta \frac{(\vartheta - \vartheta_0)^4}{4}.$$

Hieraus kann man folgende Regulierungsregeln herausziehen:

1. Man bringe die Horizontalität von GB zustande, jedesmal durch Regulierung der Feder 2, welche freilich einer grossen Feinheit bedarf.

2. Man kann sich der Stabilität versichern, indem man σ ganz (algebraisch) klein nimmt, d. h. den Aufhängepunkt der Feder 1 niedrig genug nimmt. Man kann zuerst diese Feder auch ganz spannungslos lassen.

3. Man nehme innerhalb der Stabilitätsgrenze σ immer grösser und grösser und versuche nur mit kleinen Schwingungen, bis das System in einer Richtung labil wird. Wenn die Labilität nach oben geschieht, so ist $\varepsilon_1 + \varepsilon_2$ positiv, d. h. $\alpha_1 + \alpha_2 > 90^0$: der Winkel muss verkleinert werden; wenn dagegen das System nach unten labil wird, so muss der Winkel vergrössert werden. Hierdurch wird einseitige Labilität vermieden.

4. Man kann, bei so ermittelten und konstant gehaltenen Werten von ε_1 und ε_2, durch gleichzeitige Änderung von δ und σ so verfahren, dass die Periode für kleine Schwingungen ungeändert bleibt; dabei verbessert sich die Stabilität für grössere Amplituden, je grösser δ (folglich je kleiner σ) gemacht wird.

Die kleinen Grössen habe ich alle da eingeführt, wo sich die Regulierungsvorrichtungen am gelegensten anbringen lassen. Der Vorteil der angedeuteten speziellen Form liegt besonders darin, dass die Regulierungen für die Gleichgewichtslage, für Beseitigung der einseitigen Labilität und für die Periode sich unabhängig voneinander machen lassen.

Da man bis zu Gliedern mit ϑ^4 berücksichtigen muss, so muss man doch die Abweichung der Federn von der Vertikalität in Rechnung ziehen. Dies geschieht, für die angegebene spezielle Form auch nicht so umständlich. Man schreibe jetzt E, unter l_1, l_2 die (eventuell virtuellen) natürlichen, unter r_1, r_2 die augenblicklichen, Längen der Federn verstanden, in der Form

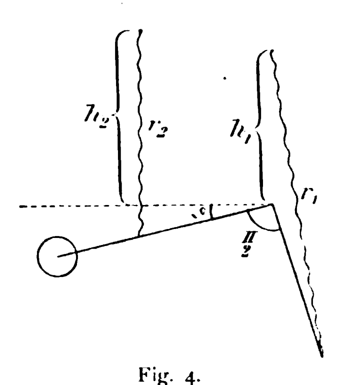


Fig. 4.

$$E = \frac{\lambda_1 (r_1 - l_1)^2}{2} + \frac{\lambda_2 (r_2 - l_2)^2}{2} - Wb \sin\vartheta.$$

Wenn h_1, h_2 die Höhe der Aufhängepunkte der bei $\vartheta = 0$ senkrecht angenommenen Federn über dem Niveau des Stützpunktes bedeuten, so ist

$$r_1{}^2 = a_1{}^2 + h_1{}^2 + 2 a_1 h_1 \cos\vartheta = (a_1 + h_1)^2 - 2 a_1 h_1 \left(\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\vartheta^4}{24} \right),$$

$$r_1 = a_1 + h_1 - \frac{a_1 h_1}{a_1 + h_1} \left(\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\vartheta^4}{24} \right) - \frac{a_1{}^2 h_1{}^2}{(a_1 + h_1)^3} \frac{\vartheta^4}{8},$$

$$r_2{}^2 = (h_2 + a_2 \sin\vartheta)^2 + a_2{}^2 (1 - \cos\vartheta)^2 = h_2{}^2 + 2 a_2 h_2 \sin\vartheta + 2 a_2{}^2 \left(\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\vartheta^4}{24} \right),$$

$$r_2 = h_2 + a_2 \sin\vartheta + \frac{a_2{}^2}{h_2} \cdot \frac{\vartheta^4}{8}.$$

Folglich nimmt E die Form an:

$$E = \text{Konst.} + \left\{a_2\lambda_2(h_2 - l_2) - Wb\right\} \sin\vartheta$$
$$+ \left\{-\lambda_1 a_1 h_1 + \frac{a_1 h_1 l_1 \lambda_1}{a_1 + h_1} + \lambda_2 a_2{}^2\right\}\left(\frac{\vartheta^2}{2} - \frac{\vartheta^4}{24}\right)$$
$$+ \left\{\frac{a_1{}^2 h_1{}^2 l_1 \lambda_1}{(a_1 + h_1)^3} - \frac{a_2{}^2 l_2 \lambda_2}{h_2}\right\}\frac{\vartheta^4}{8}.$$

$a_2\lambda_2(h_2 - l_2) - Wb = 0$ wird befriedigt zuerst näherungsweise durch passende Wahl von Wb, dann aber durch Regulierung von h_2. Es bleibt noch zu genügen

$$-\lambda_1 a_1 h_1 + \frac{a_1 h_1 l_1 \lambda_1}{a_1 + h_1} + \lambda_2 a_2{}^2 = 0,$$

und

$$\frac{a_1{}^2 h_1{}^2 l_1 \lambda_1}{(a_1 + h_1)^3} - \frac{a_2{}^2 l_2 \lambda_2}{h_2} = 0,$$

welche man anzusehen hat, als Gleichungen zur Bestimmung von a_1 und h_1.

Setzt man $\frac{a_1}{a_1 + h_1} = p$, so bestimmt sich p aus

$$x^2 + x^3 \frac{h_2}{l_2} = \frac{a_2{}^2 l_2 \lambda_2}{h_2 l_1{}^2 \lambda_1},$$

wo x für $p(1 - p)$ steht. Mit p berechnen sich a_1 und h_1, so

$$a_1 = \frac{a_2{}^2 l_2 \lambda_2}{l_1 h_2 \lambda_1 p (1 - p)^2}, \quad h_1 = \frac{a_2{}^2 l_2 \lambda_2}{l_1 h_2 \lambda_1 p^2 (1 - p)}.$$

Für mein erstes Instrument, wo näherungsweise $\lambda_1 = \lambda_2$ gilt, wo also unter Vernachlässigung der Neigung der Federn $a_1 = a_2$ wäre, finde ich für

$$h_2 = 27{,}5, \quad a_2 = 4{,}5, \quad l_1 = l_2 = 17 \text{ cm},$$
$$a_1 = 5{,}3, \quad h_1 = 16{,}7,$$

also ein verhältnismässig grosser Unterschied zwischen a_1 und a_2.

Der Ausdruck des E in den Abweichungen der Dimensionen (früher in ε_1, ε_2, δ, σ, τ) erfährt freilich einige Modifikation, er bleibt aber im grossen und ganzen derselben Natur, und die obigen Regulierungsregeln gelten immer noch.

Was die Schreibvorrichtung anbetrifft, so kann sie, wenn es sich um grosse Erschütterungen handelt (wie um die einer Brücke), die nicht grosser Vergrösserung bedürfen, einen Teil des starren Systems selber bilden, was das Instrument bedeutend vereinfacht. Dasselbe gilt auch für den Fall, wo man (etwa für kontinuierliche Selbstregistrierung), Licht und photographisches Papier benutzen kann. Wenn es dagegen notwendig ist, eine besondere vergrössernde Schreibvorrichtung an das starre System anzuknüpfen, so muss sie an sich selbst (wenigstens näherungsweise) in neutralem Gleichgewicht sein.

Die Vergrösserung kann man bestimmen, wenn man den in Ruhe verharrenden Punkt experimentell durch künstliche vertikale Erschütterung ausfindig macht. Dabei muss natürlich die etwa vorhandene Schreibvorrichtung gehörig angekoppelt werden.

Das Grundprinzip des Vorhergehenden wurde im Dezember 1901 im Physikalischen Kolloquium zu Tokyo vorgetragen, die Konstruktion des Instrumentes aber konnte ich erst neulich (hier in Göttingen) verwirklicht sehen. Das Funktionieren dieses Instrumentes ist ziemlich befriedigend, wenigstens was den Hauptteil betrifft, so dass man hoffen kann, dass es sich als praktisch nützlich erweisen wird.

Die angedeutete Spezialisierung der Form lässt noch viele Einzelheiten verfügbar. Man kann die Hauptmasse in beliebiger Entfernung von der Achse anbringen — dies hat unmittelbaren Einfluss auf die Winkelamplitude; — man kann auch den Druck (in Gleichgewichtslage) an der Achse beliebig, z. B. $= 0$ machen, was bei besonderen Einrichtungen des Instrumentes von Wichtigkeit sein kann, u. s. w.

Göttingen, August 1903.

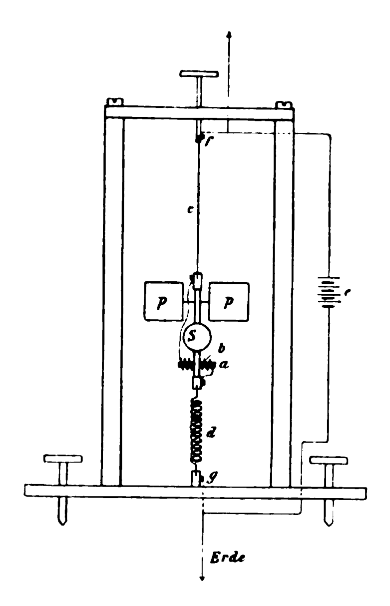
(Eingegangen 17. August 1903.)

Über ein Oszillationsgalvanometer zur Messung elektromagnetischer Strahlung.

Von Erich F. Huth.

Die Beschreibung des magnetischen Detektors von Fleming, geeignet zu quantitativen Messungen, auch in dieser Zeitschrift[1]), veranlasst mich, darauf hinzuweisen, dass ich bereits im September 1902 ein Patent[2]) auf ein Instrument erhalten habe, das gleichfalls zum Zwecke quantitativer Messungen elektrischer Strahlung konstruiert wurde. Die Figur zeigt schematisch den Aufbau des Instrumentes. a ist ein Bündel aus 30 Stahldrähten von 0,1 mm Durchmesser und 16 mm Länge, das von einem Elfenbeinstäbchen getragen wird, welcher durch einen Phosphorbronzefaden c bei f aufgehängt ist. Das untere Ende des Stäbchens ist durch eine Spirale d, ebenfalls aus Phosphorbronze, auf der Grundplatte des Instrumentes bei g befestigt. Die angegebenen Dimensionen des Stahldrahtbündels stellten sich aus einer grossen Zahl von Versuchen als am vorteilhaftesten heraus. p, p sind Dämpfungsflügel aus Papier. e ist eine Akkumulatorenbatterie, welche den Magnetisierungsstrom für das Bündel liefert. Die günstigste Stromstärke ist für diesen Zweck 0,12 Amp. Der Strom geht von e über f und c durch die Magnetisierungsspirale b, durch die Torsionsspirale d über g nach e zurück. Parallel zu diesem Stromkreis liegen die Antennen, die

1) J. A. Fleming, diese Zeitschrift, **4**, 608, 1903.
2) D. R.-P. No. 141377 vom 9. September 1902.



bei f als Luftdraht und bei g als Erdleitung angedeutet sind. Eine Messung mit dem Oszillationsgalvanometer gestaltet sich folgendermassen. Zunächst wird das Bündel a magnetisiert. Infolgedessen versucht es, sich in den magnetischen Meridian einzustellen. Dabei wird die Spirale d tordiert bis Gleichgewicht zwischen den auftretenden Kräften vorhanden ist. Treffen jetzt, nachdem der Magnetisierungsstrom geöffnet worden ist, elektrische Wellen auf die Antennen, so versetzen sie das ganze System elektrisch in Schwingungen und rufen, wie Rutherford[1]) zuerst gezeigt hat, eine Entmagnetisierung des Stahldrahtbündels hervor. Diese Verminderung des magnetischen Momentes hat eine Störung des Gleichgewichtes und eine Drehung des beweglichen Systemes in eine neue Lage zur Folge. Vermittels des Spiegels S wird diese Drehung, die ein Mass für die Grösse der Entmagnetisierung und so für die Intensität der Strahlung ist, in üblicher Weise durch Spiegel und Skala abgelesen. Bei diesem Instrumente wird aber nicht nur die Entmagnetisierung durch schnelle Schwingungen, sondern im Gegensatze zu den bisher verwendeten magnetischen Detektoren, auch die Magnetisierung durch solche Schwingungen benutzt. Wirken die elektrischen Wellen, solange der Magnetisierungsstrom geschlossen ist, so haben sie, wie aus einer grossen Zahl von Versuchen hervorging, eine Magnetisierung zur Folge, die sich gleichfalls in einem Ausschlag, aber von entgegengesetzter Richtung wie vorher, äussert. Dieser Ausschlag ist ebenfalls ein Mass für die Intensität der auffallenden Strahlung. Als Anhalt für die Empfindlichkeit des Instrumentes sei erwähnt, dass bei einer Antennenlänge von 250 cm, einem Abstand des Senders und Empfängers von 220 cm und einer Entfernung der Skala bis zum Spiegel von 175 cm die Ausschläge etwa 250 Skalenteile (mm) betrugen. Die Spannung am Induktorium betrug dabei 14 V. und der Funke am Sender ging in Luft über. Durch Anordnung mehrerer Bündel lässt sich die Empfindlichkeit des Oszillationsgalvanometers beträchtlich erhöhen. Mit Hilfe dieses Instrumentes sind dann folgende Untersuchungen angestellt worden. Abhängigkeit der Strahlung von der Antennenlänge, Einfluss der Erdung auf die Frequenz, Einfluss der Erdung auf die Strahlung und Ersatz der Erdung durch eine Kapazität. Diesen messenden Versuchen ging nach entsprechenden Experimenten die Ausarbeitung einer Theorie des Instrumentes und im Zusammenhang damit eine Theorie der magnetischen Detektoren voraus. Aus dieser ergab sich die Möglichkeit, den Detektor von Marconi zu einem Messinstrument elektrischer Strahlung von doppelter Empfindlichkeit als vorher zu gestalten. Mit der konstruktiven Durchbildung dieses Instrumentes bin ich augenblicklich beschäftigt. Die Resultate der vorher erwähnten Untersuchungen werden demnächst in ausführlicher Form publiziert werden.

Rostock, den 18. August 1903. Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 19. August 1903.)

1) E. Rutherford, Phil. Trans. **189**, 1, 1897.

Über die Ionisierung der Luft durch eine elektrisierte Spitze.[1])

Von A. Righi.

In mehreren Abhandlungen, die ich vor einer Reihe von Jahren veröffentlicht habe[2]), finden sich Versuche beschrieben, welche zeigen, dass die von einer Spitze ausgehenden geladenen Teilchen eine fortschreitende Bewegung annehmen, die nicht merklich von der Richtung der Kraftlinien abweicht. Es ergab sich daraus die Möglichkeit, wenn sich die Spitze gegenüber einer Fläche befand und zwischen beide ein beliebiges Objekt gebracht wurde, auf der Fläche elektrische Schatten zu erhalten, die den bekannten durch die Kathodenstrahlen erzeugten Schatten analog waren. Damals, als ich jene Versuche anstellte, wusste man noch nichts von der modernen Ionentheorie, die heute allgemeine Annahme gefunden hat; die von mir beobachteten Erscheinungen liessen sich deshalb nicht anders erklären als durch die Hypothese einer durch die Luftmoleküle vermittelten elektrischen Überführung oder Kon-

1) Auszug aus den Memorie della R. Accademia di Scienze di Bologna.

2) Die elektrischen Schatten. Mem. della R. Acc. di Bologna (4) **2**, 555; **3**, 461; N. Cim. (3) **11**, 123.

vektion, wobei die häufigen Zusammenstösse zwischen den Teilchen zur Folge haben mussten, dass die zur Richtung der Kraft senkrechte Komponente der Geschwindigkeit der Teilchen niemals einen kleinen Betrag überschreiten konnte.

Nach der modernen Theorie wird die geschilderte Konvektion offenbar durch Ionen vermittelt, deren Ladung mit derjenigen der Spitze gleichnamig ist und deren Bahn nicht merklich von den Kraftlinien abweicht. Die vorliegende Untersuchung betrifft nun gerade Fälle, in welchen zu vermuten war, dass die Ionen sich von den Kraftlinien entfernen und das elektrische Feld verlassen würden.

Zu diesem Zwecke wurde vor der elektrisierten Spitze ein zur Erde abgeleitetes Drahtnetz aufgestellt und es galt, den Durchgang eines Teiles der Ionen durch die Maschen des Netzes nachzuweisen, ähnlich wie in einer Entladungsröhre, deren Gasinhalt in geeignetem Masse verdünnt ist, die positiven Ionen durch eine in der Kathode angebrachte Öffnung hindurchtreten. Im vorliegenden Falle wurde zum Nachweis der Ionen teils das Elektrometer, teils das bekannte elektroskopische Pulvergemisch benutzt.

Versuche mit dem Elektrometer. Eine Spitze P erhält ihre Ladung von einer Elektrisiermaschine und befindet sich samt dieser in einer grossen Metallkiste XY, die mit einer, durch ein Drahtnetz verschlossenen Öffnung AB versehen ist. Eine Metallplatte CD, deren Potential durch ein Elektrometer E gemessen wird, befindet sich ausserhalb der Kiste in veränderlicher Entfernung von AB. Mit der Platte kann, um ihr eine grosse Kapazität zu geben, ein Kondensator M verbunden werden.

Wurde nun die Spitze immer für eine bestimmte Anzahl von Sekunden in Thätigkeit gesetzt, so fand sich zuerst, dass die Platte ein Potential annahm, welches stets von dem gleichen Vorzeichen war wie dasjenige der Spitze, aber mit wachsender Entfernung zwischen Platte und Drahtnetz zuerst bis zu einem Maximum anstieg und dann wieder sank. Dieses unvorhergesehene Resultat rührte indessen davon her, dass die Platte mit zunehmendem Potential eine immer stärkere Abstossung auf die Ionen ausüben muss, welche durch das Drahtnetz hindurchgetreten sind. Man brauchte in der That nur die Kapazität der Platte zu erhöhen oder die Zeitdauer der Einwirkung der Spitze herabzusetzen, so kam das geschilderte abnorme Resultat immer mehr zum Verschwinden.

Wurde endlich das Elektrometer durch ein Galvanometer von grossem Widerstand ersetzt, so erhielt man einen Ausschlag, der mit zunehmender Entfernung zwischen Drahtnetz und Platte immer kleiner wurde. Die Intensität des Stromes, welcher durch die von der Platte aufgenommenen Ionen erzeugt wurde, variierte mit der Entfernung zwischen der Spitze und dem Drahtnetz, mit dem Potential der Spitze und mit dem Material, aus welchem das Netz bestand.

Es kamen vier verschiedene Netze zur Anwendung, die im folgenden mit den Nummern 1 bis 4 bezeichnet sind. Die Messingdrähte, aus welchen dieselben bestehen, sind bezw. 0,0329, 0,0157, 0,0079 und 0,0057 cm dick; der Abstand zwischen zwei benachbarten Drähten beträgt bezw. 0,1671, 0,0204, 0,0117 und 0,0076 cm. Zwischen dem Flächeninhalt der Öffnungen und der Gesamtfläche des Netzes besteht bei den vier Netzen ein Verhältnis von 0,7, 0,32, 0,35 und 0,33. Befand sich die Spitze in 2 cm Entfernung von dem Drahtnetz und wurde mit negativer Elektrizität geladen, so betrug die Stromstärke in Ampère für verschiedene Abstände d zwischen Platte und Netz (die Kolumnen 1 bis 4 beziehen sich der Reihenfolge nach auf die bezeichneten Netze):

d	1	2	3	4
0,5 cm	$1255 \cdot 10^{-10}$	$397 \cdot 10^{-11}$	$144 \cdot 10^{-11}$	$58 \cdot 10^{-11}$
1	363	244	105	39
4	57	88	41	17
8	33	58	22	9

Durch besondere Versuche wurde festgestellt, dass — wie übrigens leicht vorauszusehen war — die von der Spitze ausgesandten und von den Maschen des Netzes durchgelassenen Ionen nicht etwa durch Stoss eine Ionisierung der Luft zwischen Netz und Platte hervorrufen.

Versuche mit dem Pulvergemisch. Wird in sehr geringem Abstand von dem Drahtnetz an Stelle der Metallplatte CD eine Ebonitplatte angebracht und auf diese dann das bekannte Gemisch von Mennige und Schwefel geblasen, so bleibt eines von den Pulvern an der isolierenden Platte haften und zeigt dadurch, dass diese eine Anzahl der Ionen, die von der Spitze ausgesandt wurden, empfangen hat. Diese Ionen verbreiten sich langsam in der Luft, und in einiger Entfernung von dem Netz nimmt infolgedessen die Ebonitplatte fast keine Ladung an.

Ist aber jenseits des Netzes ein neues elektrisches Feld vorhanden, dessen Richtung mit derjenigen des zwischen der Spitze und dem Drahtnetz bestehenden übereinstimmt, so nehmen die Ionen, welche durch das Netz hindurchgetreten sind, eine Bewegung längs der Kraftlinien des Feldes an und sind im stande, Wirkungen nach Art der elektrischen Schatten hervorzubringen.

Der Versuch wurde folgendermassen angeordnet. Vor der geladenen Spitze A (Fig. 2) und senkrecht zu derselben ist eine grosse

Blechwand B aufgestellt, die mit der Erde verbunden ist und eine durch ein Messingdrahtnetz verschlossene kreisförmige Öffnung hat. Jenseits derselben befindet sich eine Ebonitplatte C, die auf ihrer von dem Netz abgewendeten Seite mit einer Stanniolbelegung versehen ist. Ein isolierter Leiter D berührt diese letztere und endigt in eine Kugel E.

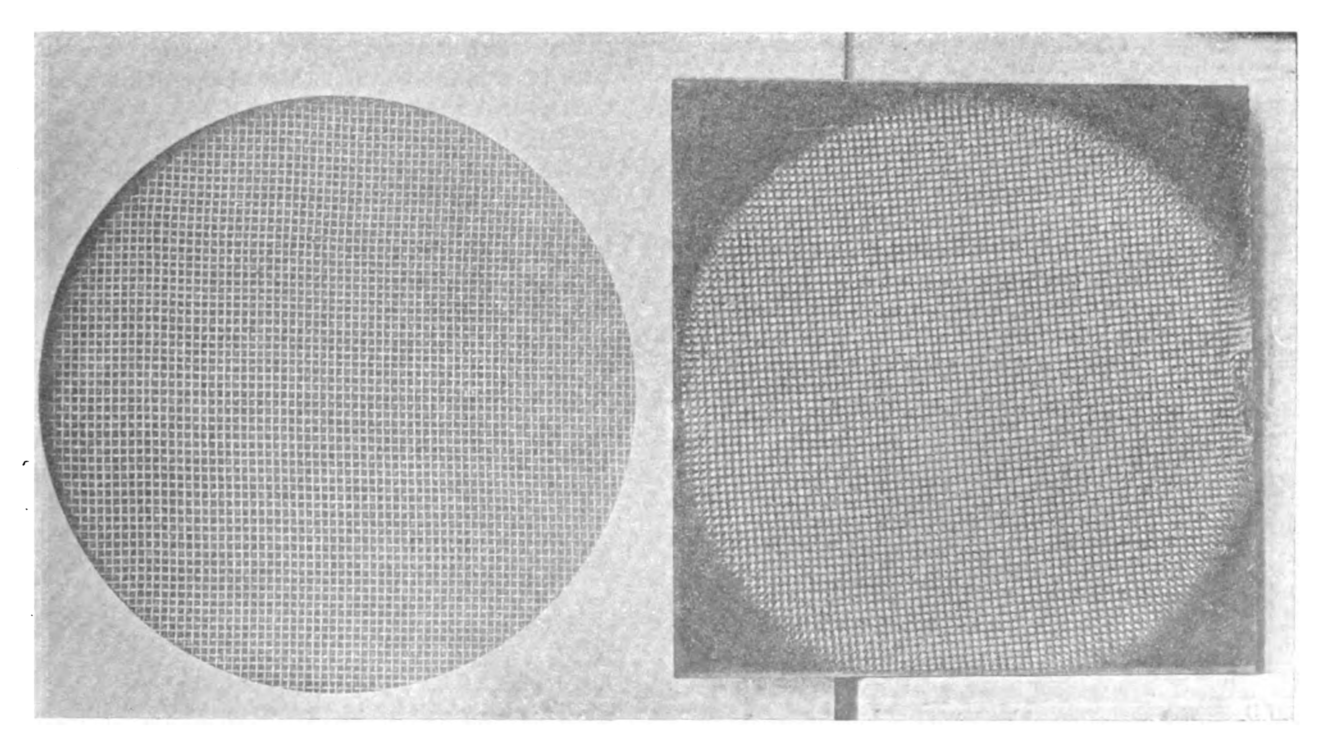
Der Erfolg des Versuches hängt von der Sorgfalt ab, mit der die Ebonitplatte von elektrischen Ladungen und von der Flüssigkeitsschicht, die häufig an ihr haftet, befreit wurde. Beides lässt sich erreichen, indem man die Ebonitplatte unmittelbar vor jedem Versuch über eine nichtleuchtende Flamme hinwegführt. War jedoch die Platte schon benutzt worden, so ist es vorteilhafter, sie zunächst mit einem nassen Stück Leinwand zu waschen; auf diese Weise wird das Pulver, das noch an derselben haften kann, vollständig beseitigt und man verhindert zugleich, dass die Platte durch die Erwärmung bei wiederholtem Gebrauch ihre isolierenden Eigenschaften einbüsst. Nach längerer Benutzung muss freilich die Oberfläche der Ebonitplatte mechanisch erneuert werden.

Nachdem die Ebonitplatte an die in Fig. 2 bezeichnete Stelle gebracht ist, lasse man einige Zeit lang die Spitze wirken, nehme dann die Platte fort und blase das Mennige-Schwefel-Gemisch gegen dieselbe. Keines von den beiden Pulvern wird an der Platte haften, es sei denn, dass die Entfernung zwischen derselben und dem Drahtnetz sehr gering gewesen war; in diesem letzteren Falle findet man über die ganze Platte etwas Mennige (wenn die Spitze A negativ geladen war) oder Schwefel (bei positiver Ladung der Spitze) gleichmässig ausgebreitet. Die Wirkung rührt offenbar von den Ionen her, welche durch das Drahtnetz hindurchgetreten sind und sich zwischen den Luftmolekülen bis zum Ebonit hin ausbreiten.

Ganz anders ist das Ergebnis des Versuches, wenn man, während die Spitze A in Thätigkeit ist, durch passende Ladung der Belegung der Ebonitplatte zwischen dieser und dem Drahtnetz ein elektrisches Feld erzeugt, dessen Richtung eine derartige ist, dass die Ionen gegen den Ebonit getrieben werden. In diesem Falle erreichen die Ionen die isolierende Platte, auch wenn sie sehr weit von dem Drahtnetz entfernt ist; die Platte nimmt elektrische Ladungen an, die sich mit dem Pulvergemisch sichtbar machen lassen und durch ihre Anordnung die geordnete und regelmässige Bewegung der Ionen kenntlich machen.

Der Einfachheit halber soll im folgenden, wenn nichts anderes angegeben ist, stets angenommen werden, die Spitze A erhalte von der Elektrisiermaschine eine negative Ladung. Der Versuch lässt sich nun auf dreierlei Weise ausführen.

a) Die Belegung der Ebonitplatte erhält durch eine Akkumulatorenbatterie ein positives Potential von ungefähr 800 Volt und hierauf wird ein paar Sekunden lang die Spitze in Thätigkeit gesetzt. Wurde dann das Pulvergemisch gegen die Ebonitplatte geblasen, so erschien auf derselben eine von Mennige gebil-



dete Figur von kleinen roten Quadraten von der Grösse der quadratischen Öffnungen des Drahtnetzes und mit Zwischenräumen, in denen sich kein Pulver befand und die den Drähten des Netzes entsprachen.

b) Das gleiche Resultat wurde auch erhalten, als die Spitze beständig in Thätigkeit blieb und die Stanniolbelegung des Ebonits einige Sekunden lang vermittels einer kleinen Influenzmaschine positiv geladen ward.

c) Das gleiche Ergebnis bekam ich ferner, als ich, wie im vorigen Falle, die Spitze beständig wirken liess, nunmehr aber der Kugel E den Knopf einer kleinen Leydner Flasche [1]), deren innere Belegung eine positive Ladung erhalten hatte und deren äussere Belegung mit der Erde verbunden war, langsam so weit näherte, dass auf die Kugel ein Funke (aber nur einer) von 5—10 mm Länge übersprang.

Diese verschiedenen Arten, den Versuch anzustellen, sind ähnlich denjenigen, die ich anlässlich der Erzeugung der elektrischen Schatten beschrieben habe; wie dort, so ist auch hier die Methode c diejenige, welche die besten Resultate liefert.

Wurde der Versuch mit dem Drahtnetz Nr. 1 angestellt, das aus Draht von ca. $^1/_3$ mm Dicke mit quadratischen Zwischenräumen von ca. $1\,^2/_3$ mm Seite bestand, so erschien das Pulver auf dem Ebonit in lauter kleinen Quadraten, die durch ein Netzwerk von Linien ohne Pulver voneinander getrennt waren. Die Zahl der auf einer bestimmten Länge nebeneinander vorhandenen Quadrate stimmte mit derjenigen der auf die gleiche Länge kommenden Maschen des Netzes überein. Die Staubfigur ist also die getreue Wiedergabe der Öffnungen des Netzes und bestätigt damit die vollkommen regelmässige Bewegung der Ionen längs der Kraftlinien.

In der Figur ist nach einer photographischen Aufnahme in halber Grösse links die Metallplatte mit der durch das Netz Nr. 1 verschlossenen kreisförmigen Öffnung, rechts die Ebonitplatte mit der daran haftenden Staubfigur wiedergegeben. Die Figur war, anstatt der bisher vorausgesetzten negativen Ladung, mit positiver Ladung der Spitze erhalten worden, weil der bei positiver Ladung auf dem Ebonit sich ansammelnde Schwefelstaub vermöge seiner hellen Farbe sich besser zur photographischen Aufnahme eignet als das Mennigepulver, welches nur ein sehr schwaches, auf dem schwarzen Hintergrund des Ebonits kaum sichtbares Bild erzeugt haben würde.

Noch bemerkenswerter ist der Versuch mit dem Netz Nr. 2, das auf 36 mm Länge etwa 100 Öffnungen besitzt, von denen jede kaum $^1/_3$ mm Seite hat. Das Pulver haftet auch hier an der Ebonitplatte in quadratischen Feldern, die zwar mit blossem Auge nicht sichtbar sind, aber mit einem Vergrösserungsglas deutlich unterschieden werden können. Nur die Ecken der kleinen Quadrate sind in diesem Falle etwas abgerundet, und zwar ist dies um so mehr der Fall, je gröber das Korn des elektroskopischen Pulvergemisches ist.

Zur Demonstration vor einem Auditorium ist der geschilderte Versuch nicht geeignet, weil die kleinen mit Staub bedeckten quadratischen Flächen auch bei Anwendung des Netzes Nr. 1 nur aus der Nähe, bei Anwendung der anderen Netze überhaupt kaum mit blossem Auge zu unterscheiden sind. Will man in der Vorlesung zeigen, dass die Ionen, welche die Maschen des Netzes passiert haben, sich längs der Kraftlinien bewegen, so greift man besser zu den Versuchen über elektrische Schatten. Ich habe früher [1]) einen Versuch beschrieben, der für die negativen Ionen, welche von einer mit ultraviolettem Lichte bestrahlten Platte ausgesandt werden, die analoge Erscheinung demonstriert. Auf ganz ähnliche Weise kann man auch im vorliegenden Falle verfahren.

Ein beliebiger Gegenstand, gleichgültig ob aus leitendem oder isolierendem Material, etwa ein passend ausgeschnittenes Stück Pappdeckel, wird, am besten auf der gegen die Spitze gekehrten Seite, auf dem Drahtnetz befestigt. Wird der Versuch dann in der gewöhnlichen Weise angestellt, so erhält man auf der Ebonitplatte ein getreues Abbild der Kartonfigur, weil da, wo sich dieselbe auf die Ebonitplatte projiziert, das Mennigepulver auf dieser fehlt, bezw. durch den Schwefel ersetzt ist.

Das Ergebnis wird etwas anders, wenn man den erwähnten Gegenstand nicht mit dem Drahtnetz in Berührung, sondern zwischen dieses und die Ebonitplatte bringt. In diesem Falle wird der Schatten infolge der Ladungen, welche die Ionen an den Gegenstand abgeben, oder infolge der Influenzladung des letzteren, falls derselbe ein Leiter ist, etwas deformiert.

Eine sehr bedeutende Änderung erleidet der Schatten, wenn der schattenwerfende Gegenstand sich zwischen der Spitze und dem Drahtnetz befindet, denn in diesem Falle nimmt nicht allein der Gegenstand während des Versuches eine stärkere Ladung an, sondern es hat auch die Divergenz der von der Spitze ausgehenden Kraftlinien eine Vergrösserung des Schattens zur Folge. Mit einem kleinen Kreuz aus Ebonit, das ich zwischen die Spitze und das Drahtnetz

1) Die Kapazität derselben muss ungefähr so gross sein, wie diejenige von einer der Leydner Fläschen, die mit den kleinen Influenzmaschinen verbunden zu sein pflegen.

1) Sui fenomeni elettrici provocati dalle radiazioni. 2. Abhandlung. Atti del R. Ist. Veneto (6) **7**; Nuov. Cim. 3 **25**, 193.



brachte, bekam ich ein vergrössertes Bild desselben, das wie aufgeblasen aussah. Die Erklärung bietet nach dem Gesagten keine Schwierigkeit. Das kleine Kreuz hält einen Teil der Ionen in ihrer Bewegung auf und es bildet sich auf dem Drahtnetz ein unsichtbarer Schatten, das heisst ein Gebiet, zu welchem die Ionen nicht mehr gelangen. In dem zu diesem Gebiet gehörigen Raume jenseits des Netzes sind also keine Ionen vorhanden und auf dem Ebonit entsteht deshalb ein elektrischer Schatten, der mit demjenigen identisch ist, welchen man erhalten würde, wenn die Ebonitplatte sich selbst an Stelle des Netzes befände.

Ähnliche Versuche wie die im Vorstehenden beschriebenen lassen sich auch unter Anwendung von Metallpulvern erzielen, von der in meiner citierten Abhandlung ebenfalls die Rede gewesen ist.

Das Drahtnetz wird in diesem Falle horizontal unter der nach unten gerichteten Spitze angebracht; unterhalb des Netzes befindet sich eine isolierte Metallplatte C, auf welche man ein mit feinem Zinkfeilicht bestreutes Blatt glattes weisses Papier legt.

Während die Spitze A beständig funktioniert, erteilt man der Platte C einige Sekunden hindurch vermittels einer kleinen Influenzmaschine eine Ladung von entgegengesetztem Vorzeichen wie diejenige der Spitze, wobei man sie gleichzeitig von unten her mit einer Ebonitstange leicht erschüttert. Das leitende Pulver wird dann durch elektrische Abstossung von denjenigen Stellen des Papiers, zu welchen die Ionen durch das Netz hindurch nicht gelangen können, weggetrieben und bleibt dagegen an den Stellen, welche von den Ionen getroffen werden. Stellt man den Versuch z. B. mit dem weitmaschigen Netz Nr. 1 an, so bilden sich auf dem Papier lauter kleine, mit Metallfeilicht bedeckte Quadrate zwischen einem Netzwerk von weissen, nicht mit Feilicht bedeckten Linien; die kleinen Quadrate sind genau die Projektion der Öffnungen des Netzes. Bringt man auf dieses, oder auch über oder unter dasselbe, einen beliebigen Gegenstand, so zeichnet sich der Schatten des Gegenstandes auf dem Papier als weisses, das heisst nicht mit Feilicht bedecktes Gebiet ab.

(Aus dem Italienischen übersetzt von B. Dessau).

(Eingegangen am 15. Juli 1903.)

Zur Kenntnis des unipolaren Leitvermögens in erhitzten Gasen bei Atmosphärendruck.

Von Alfred Byk.

(Mitteilung aus dem Institut für physikalische Chemie der Universität Göttingen.)

Nähert man einem geladenen Elektroskop in Luft oder Kohlensäure einen glühenden Metalldraht, so wird, wenn der Draht sich in einem bestimmten Temperaturintervall befindet, nur negative Elektrizität entladen, nicht aber positive. Diese Erscheinung des sogenannten unipolaren Leitvermögens ist näher von Guthrie[1]), Elster und Geitel[2]), Mc Clelland[3]), Richardson[4]) untersucht worden. Guthrie und Mc Clelland haben mit Gasen von Atmosphärendruck, der letztere sowie Elster und Geitel mit Gasen unter vermindertem Druck, Richardson endlich im hohen Vakuum gearbeitet. Es zeigt sich, dass, je weiter der Druck sinkt, desto mehr der Einfluss des Gases gegen den der Elektroden zurücktritt; ja Richardson meint, gezeigt zu haben, dass Platin im hohen Vakuum bei Erhitzung reine Kathodenstrahlen aussendet, indem er die Abhängigkeit des Sättigungsstromes von der Temperatur dieser Vorstellung entsprechend fand.

Während aber Elster und Geitel den Grund des Leitvermögens ausschliesslich in Vorgängen an den Elektroden suchen und zu seiner Erklärung nur die von ihnen beobachteten Voltaeffekte heranziehen[5]), ist Mc Clelland der Ansicht, dass wenigstens bei Atmosphärendruck das Leitvermögen wesentlich auf einer im Inneren des Gases vor sich gehenden Ionisierung beruht und dass auch bei verminderten Drucken diese Ionisierung neben der Elektrisierung an der Elektrode mitspielt.[6])

Bei allen bisher angestellten Versuchen war nur die eine der beiden Elektroden heiss. Wenn diese Versuchsanordnung wohl auch für die Untersuchung des Anteils der Vorgänge an der Elektrode am Leitvermögen zweckmässig ist, so eignet sie sich doch nicht für die Klarstellung des im Gase selbst durch Temperaturerhöhung hervorgebrachten Leitvermögens. Denn das Gas ist dabei in seinen verschiedenen Teilen ungleich temperiert und befindet sich nicht in einem wohldefinierten Temperaturzustand. Will man also Anhaltspunkte zu einer Entscheidung zwischen den Anschauungen von Mc Clelland einerseits und Elster und Geitel andererseits gewinnen, so muss man in einem Gase von gleichmässig hoher Temperatur arbeiten.

Dazu diente folgender Apparat (Fig. 1).

Ein mit Platindraht umwickeltes Thonrohr O dient als elektrischer Ofen, der in seinem Inneren eine auf eine hinreichend lange Strecke kon-

1) Guthrie, Philos. Magaz. **46**, 257, 1873.
2) Elster und Geitel, Ber. d. Akad. d. Wissensch. zu Wien. Mathem.-Naturw. Klasse 92, IIa (1888); Wiedem. Ann. **38**, 27.
3) Mc Clelland, Proceed. of the Cambr. Philos. Society 1900, p. 241; 1902, p. 296.
4) Richardson, Proceed. of the Cambr. Phil. Soc. 1902, p. 286.
5) Elster und Geitel, Wied. Annalen **38**, 28, 1889.
6) Mc Clelland, Proceed. of the Chambr. Philos. Soc. 1902, p. 305.

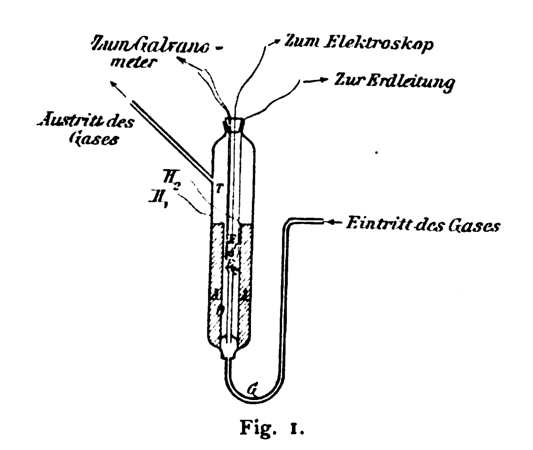


Fig. 1.

stante Temperatur hervorzubringen gestattet. Dieser Ofen ist von einem Glasmantel G umgeben, durch den Gase hindurchgeleitet werden können und der durch eine Asbestschicht A gegen die Strahlung des Ofens gestützt wird. Bei den Versuchen wurde das ganze Glasgefäss zur Kühlung in Wasser gestellt. Im Inneren des Thoncylinders ist ein zweiter kleinerer Cylinder derselben Art eingekittet, auf den ein kleines Näpfchen aufgesetzt werden kann. Dieses ist zur Aufnahme verschiedenartiger Metallelektroden E_2 bestimmt, die durch einen an dem das Glasgefäss verschliessenden Gummistopfen vorbeigeführten Draht zur Erde abgeleitet werden. Durch diesen Gummistopfen sind ferner isoliert eingeführt: 1. eine Platinelektrode E_1, die unten zu einer horizontalen Spirale aufgewickelt ist; sie ist mit dem Elektroskop verbunden und im Gummistopfen mit Bernstein isoliert; 2. ein Thermoelement T aus Platin / Platin-Iridium, das mit schmelzendem Zink und siedendem Wasser geeicht und für niedere Temperaturen durch den Schmelzpunkt des Kadmiums, für höhere mit Hilfe des üblichen Thermoelements $Pt | Pt.Rh.$ kontrolliert war. H_1 und H_2 sind die Heizdrähte des Ofens.

Es wurde nun zunächst der Tiegel leer gelassen, der Apparat mit Kohlensäure gefüllt und das Thermoelement als zweite Elektrode benutzt, indem man eine Klemme des Galvanometers zur Erde ableitete. Das Elektroskop wurde nacheinander mit negativer nnd positiver Elektrizität aufgeladen und die Abnahme seiner Ladung mit wachsender Temperatur zeitlich verfolgt. Ebenso wurde verfahren, nachdem man in das Schälchen der Reihe nach blanke Elektroden aus Zink, Silber, Platin und Kupfer gebracht hatte. Bei einem Versuche wurde dann auch die Kohlensäure durch atmosphärische Luft ersetzt.

Dabei ergab sich in allen Fällen in Übereinstimmung mit den früheren Beobachtungen, dass die Leitung eine negativ unipolare war, das heisst, dass die negative Elektrizität merklich bei niederer Temperatur entladen wurde, als die positive, und zwar ergaben sich innerhalb der Grenzen der Bestimmbarkeit diese Temperaturen als gleich; die negative wurde durchgehends bei etwa 440°, die positive bei etwa 600° entladen. Folgendes Diagramm (Fig. 2) giebt ein Bild von der Art und Weise, in der das Elektroskop mit Erhöhung der Temperatur seine Isolation verlor, soweit sie bei dem angewandten Verfahren mit Sicherheit konstatiert werden konnte. Die Abszissen bezeichnen die Temperaturen in Celsiusgraden, die Ordinaten den Abfall der Blättchen des Elektroskops pro Minute bei der betreffenden Temperatur in Prozenten des gesamten Skalenwertes des jeweiligen Ausschlags der Blättchen. Die ausgezogenen und gestrichelten Linien beziehen sich auf einen Versuch, bei welchem sich ausser dem Thermoelement und der Platinelektrode E_1 eine Kupferelektrode im Ofen befand und die Gasfüllung aus Kohlensäure bestand; die mit Kreuzchen und Kreisen bezeichneten Linien geben die Entladung für Platinelektrode und Thermoelement ohne dritte Elektrode bei Füllung des Apparates mit Luft; man sieht, dass die Entladungstemperaturen in beiden Fällen merklich die gleichen sind. Für eine Reihe anderer Versuche mögen hier nur die Temperaturen angegeben werden, bei welchen für eine der beiden Elektrizitäten vollständige Entladung eingetreten war.

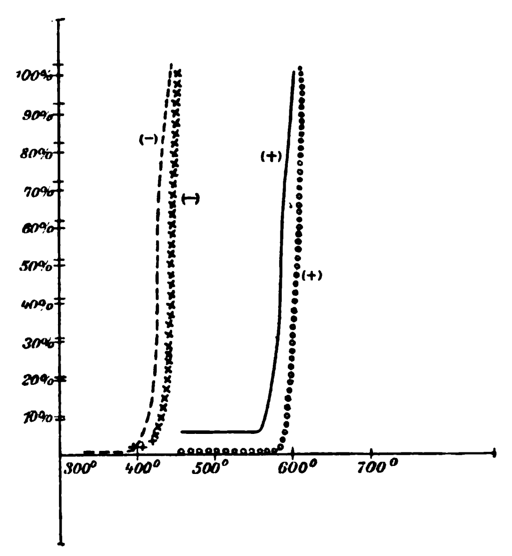


Fig. 2.

Platin-elektrode,	Thermo-element,			Entl. für (+)	Entl. für (−)
		keine 3e Elektrode,	CO_2-Füll.	590°	400°
„	„	Zinkelektrode	„	600°	440°
„	„	Silberelektrode	„	610°	440°
„	„	reine Platinelektrode	„	590°	435°
„	„	Kupferelektrode	„	600°	440°
„	„	keine 3e Elektrode,	Luft-Füll.	610°	445°

Man sieht hieraus, dass das unipolare Leitvermögen in dichten Gasen von der Natur der abgeleiteten Elektrode merklich unabhängig ist und dass auch der Ersatz von Luft durch Kohlensäure keine wesentlichen Änderungen herbeiführt. Das stimmt überein mit der Beobachtung Mc Clellands[1]), wonach der von ihm beobachtete Strom durch das Gas sich kaum ändert, wenn man die Platinelektrode durch andere Metalle, die Luft durch Kohlensäure ersetzt. Hingegen wurde der Beginn der Entladung für negative Elektrizität erheblich unter Rotglut (diese beginnt ja bei ungefähr 520⁰) gefunden, während Mc Clelland[2]) meint, sie beginne, wenn der Körper eben zu leuchten anfange.

Hätte das Leitvermögen seinen Ursprung an der Elektrode, so dürfte man erwarten, dass, wenn man neben der Platin-Iridiumelektrode (dem Thermoelement) solche von anderen Metallen anwendet, die eine oder die andere unter ihnen die positive oder die negative Elektrizität früher ableiten würde, als gerade die Platin-Iridiumelektrode. Das war auch erwartet worden, und diese Vermutung hatte ursprünglich die Veranlassung zu der Arbeit gegeben. Namentlich hätte man meinen können, dass analog wie bei der lichtelektrischen Entladung[3]) die Basizität des Elektrodenmetalls eine Rolle spielen würde. Da aber das Leitvermögen von der Natur der Elektrode unabhängig ist, so hat man wohl als seine Ursache an einen Vorgang im Inneren des Gases infolge der Temperaturerhöhung zu denken.

Schärfer konnte das auf folgende Weise gezeigt werden. Rührte, wie Elster und Geitel annehmen, das Leitvermögen von einer Elektrisierung des Gases an der Elektrode her, so mussten bei zwei gleichartigen, gleichheissen Elektroden schon sozusagen aus Symmetriegründen beide Elektrizitäten gleichleicht entladen werden; und es musste die Erscheinung des unipolaren Leitvermögens unter diesen Umständen unmöglich sein. Nach Elster und Geitel haben wir uns den Vorgang der Entladung des negativ geladenen Elektroskops so vorzustellen, dass an der zur Erde abgeleiteten heissen Elektrode (E_2 in unserer Figur 3a) sich die Luft positiv elektrisiert und diese positive Ladung der Luft die auf dem Elektroskop befindliche negative neutralisiert. Ist nun aber die Elektrode E_1 gleich heiss wie E_2 und aus demselben Metall, so muss die Luft an ihr ebenfalls sich selbst positiv, das Metall dagegen negativ elektrisieren; es wird also durch diese auf E_1 entstehende negative Ladung auch

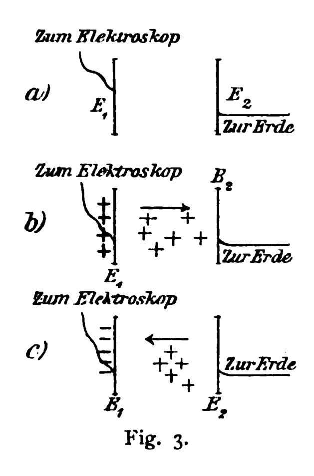


Fig. 3.

eine positive Ladung des Elektroskops neutralisiert und damit dieses entladen werden können. Ist dagegen das Leitvermögen durch eine Ionisierung des Gases selbst bedingt, so ist es wegen des nichtsymmetrischen Charakters der beiden Elektrizitäten sehr wohl möglich, dass bei bestimmten Temperaturen das Leitvermögen ein ausschliesslich negatives ist. Die positiven Teilchen, die unter diesen Umständen wesentlich die Leitung übernehmen, werden von einer negativ geladenen Elektrode angezogen und neutralisieren sie. Von einer positiv geladenen dagegen werden sie abgestossen und können keine Entladung herbeiführen. Dies wird durch Fig. 3b und 3c anschaulich, wobei die beigesetzten Pfeile die Richtung angeben, in der die positiven Ionen des Gases getrieben werden.

Um den Versuch mit zwei gleichartigen Elektroden reinlich ausführen zu können, musste natürlich das Thermoelement entfernt werden. Dann konnte aber nicht mehr wie vorher das unipolare Leitvermögen in der Weise festgestellt werden, dass man die Entladungstemperaturen eines mit positiver und eines mit negativer Elektrizität geladenen Elektroskops aufsuchte. Um es auch in diesem Falle zu konstatieren, wurde folgendermassen verfahren. Im Gebiete des unipolaren Leitvermögens zeigt sich eine eigentümliche Ladungserscheinung. Man kann das Elektroskop mit einem Hartgummistab positiv aufladen, ohne es zu berühren oder zur Erde abzuleiten. Nähert man ihm den Stab, so divergieren die Blättchen zunächst, indem die negative Elektrizität in sie hineinströmt; diese fliesst aber schnell durch das für sie leitend gewordene Gas ab, und die Blättchen fallen wieder zusammen. Entfernt man nun den Hartgummistab, so breitet sich die bisher im Knopf festgehaltene positive Elektrizität über die Blättchen aus, die divergieren, und hält sich dort dauernd, weil ja das Gas bei der betreffenden Temperatur für sie nicht leitend ist. Mit Hilfe dieses Versuches kann man immer

1) Mc Clelland, Proceed. of the Cambr. Phil. Soc. 1902, p. 297.
2) Ebenda, p. 296.
3) Wulf, Drudes Ann. 9, 950.

feststellen, ob bei einer bestimmten Temperatur unipolares Leitvermögen vorhanden ist.

Es wurde nun also diejenige Stromstärke für den Heizstrom des elektrischen Ofens aufgesucht, bei welcher sich die gewünschte Temperatur stationär einstellte. Dazu wurde das Thermoelement entfernt und der stationäre Zustand eingestellt, wobei beide Elektroden aus reinem Platin bestanden und der Apparat mit Luft gefüllt war. Es ergab sich ein starkes, negativ unipolares Leitvermögen. Danach ist es sehr wahrscheinlich, dass das Leitvermögen von Gasen unter Atmosphärendruck wesentlich dadurch zustande kommt, dass sie infolge einer im Gasinneren auftretenden Ionisierung, nicht aber einer Elektrisierung an den Elektroden leitend werden.

Die Verhältnisse sind analog wie bei der Gewinnung radioaktiver Substanzen aus der atmosphärischen Luft durch Elster und Geitel.[1]) Es ergab sich nämlich, dass negativ geladene Metalldrähte an der Luft stark aktiv werden, positive aber nicht. Da nun die Aktivierung in diesem Falle nach Rutherford[2]) auf der Anziehung positiv geladener Teilchen aus der Luft besteht, so sieht man, dass auch schon bei gewöhnlicher Temperatur die Luft, soweit es sich um diese Erscheinungen handelt, imstande ist, negative Ladungen zu neutralisieren, nicht aber positive. Ob die beobachteten Effekte mit diesem schon bei gewöhnlicher Temperatur vorhandenen Leitvermögen zusammenhängen, müsste erst durch nähere Untersuchungen festgestellt werden.

Zum Schlusse sei es mir auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. Nernst für die Anregung zu dieser Arbeit sowie für die wertvollen Ratschläge bei Ausführung derselben meinen besten Dank auszusprechen.

1) Diese Zeitschrift **3**, 305, 1902.
2) Riecke, Lehrb. d. Physik II (2. Auflage), S. 351.

(Eingegangen 19. August 1903.)

Über das Kondensationsvermögen der durch X-Strahlen ionisierten Luft.

Von J. Campanile und G. di Ciommo.

I.

Mehrere Autoren haben sich bereits mit der Wirkung der X-Strahlen auf Dämpfe beschäftigt; zo zeigte Richarz[1]), dass X-Strahlen, die auf einen empfindlichen Dampfstrahl einwirken, diesen sichtbar kondensieren, wenn die Crookessche Röhre intensive Strahlen aussendet. Er brachte seine Versuche mit ähnlichen von Helmholtz[1]) und von Helmholtz und ihm[2]) gemeinsam ausgeführten in Verbindung, in welchen gezeigt wurde, dass verschiedene chemische oder elektrische Wirkungen, welche isolierte Atome in Freiheit zu setzen vermögen, auf einen empfindlichen Dampfstrahl derart wirken, dass sie Wolkenbildung hervorrufen; hieraus entnahm er, dass die X-Strahlen die Luft ionisieren.

Andererseits zeigte Wilson[3]), dass mit Wasserdampf gesättigte, staubfreie Luft, auch ohne Einwirkung von X-Strahlen, eine Dampfkondensation erfährt, wenn man sie einer raschen Expansion, welche eine bestimmte kritische Grösse überschreitet, aussetzt.

Jedoch ist bei Einwirkung der X-Strahlen die Zahl der Tropfen, die wir durch die Kondensation erhalten, beträchtlich grösser; auch überdauert die Wolke die Einwirkung der X-Strahlen um einige Minuten, während sie sofort verschwindet, wenn die Expansion in gewöhnlicher Luft vor sich geht. Wir wissen nicht, ob es Arbeiten giebt, welche das Kondensationsvermögen der X-Strahlen auch mit anderen Dämpfen als dem Wasserdampf behandeln. Wir haben in diesem ersten Teil unserer Arbeit den Richarzschen Versuch wiederholt mit Anwendung von Dämpfen von Äthylalkohol[4]) und stellten dabei fest, dass auch ein Strahl Alkoholdampf durch die Einwirkung intensiver X-Strahlen sichtbar gemacht wird. Unsere Versuchsanordnung ist folgende. Die Apparate, welche die X-Strahlen produzieren, sind in einen grossen Zinkkasten eingeschlossen, der vollkommene Verbindung mit der Erde hat; gegenüber der Antikathode der Röhre, ist in eine Wand des Kastens ein rundes Loch von 12 cm Durchmesser geschnitten, welches mit einer dünnen Aluminiumplatte geschlossen ist. Der Strahl von Alkoholdampf wird durch das Kochen von Alkohol in einer Retorte erzeugt; diese steht ausreichend entfernt von der Aluminiumplatte, zu welcher der Dampf durch eine lange, vorn zugespitzte Glasröhre geleitet wird.

Ohne X-Strahlen war der Dampfstrahl kaum sichtbar; sowie jedoch die Spule arbeitete und die Strahlen erzeugt wurden, sah man den von einer Wolke scharf begrenzten Dampfstrahl.

1) Richarz, Action des rayons Röntgen sur un jet de vapeur. Journ. de Physique S. 3. T. VI, pag. 36.

1) Helmholtz, Wied. Ann. **32**, 1, 1883.
2) Helmholtz-Richarz, Wied. Ann. **40**, 161, 1890.
3) Wilson, Action des rayons X sur la condensation des vapeurs. Journ. de Phys. s. 3. T. VI, p. 502.
4) Um den Dampfstrahl vor Induktionen der Spule zu schützen, verwendet Richarz einen grossen, mit dünnen Bleiplättchen belegten Karton, der Verbindung mit der Erde hat; wir schliessen statt dessen alle X-Strahlen erzeugenden Apparate in einen Metallkasten, wie weiterhin ausführlich beschrieben wird.

II.

Bei diesen, wie auch bei den oben angeführten Versuchen geht die Kondensation unter bestimmten Bedingungen vor sich; der Dampf wird den X-Strahlen ausgesetzt: 1) entweder unter der Form eines empfindlichen Dampfstrahles (Versuche von Richarz und uns) oder 2) er muss sich mit der Luft aus einem gegebenen Anfangsvolum zu einem anderen gegebenen Endvolumen sehr schnell ausdehnen (Wilsonsche Versuche).

Kann nun die Verdichtung von Dämpfen verschiedener Flüssigkeiten unter anderen als den oben angeführten Bedingungen vor sich gehen, z. B. in beschleunigter Verdampfung in der freien Luft?

Die Lösung dieser Frage soll uns jetzt bebeschäftigen; wir gingen folgendermassen vor.

In eine Kapsel aus dünnem Aluminium von etwa 10 × 10 × 1 cm gossen wir nacheinander die verschiedenen Flüssigkeiten, die flüchtig oder auch nicht flüchtig waren, sei es von selbst, sei es, dass ein Strom trockener Luft darüber geblasen wurde. Diese auf einen Paraffinblock gestellte Kapsel wird nun der Wirkung der X-Strahlen vor dem vorhin beschriebenen Loch des Zinkkastens ausgesetzt; doch wird bei diesem Versuch das Loch mit einer dünnen Blechplatte abgeschlossen.[1])

Die Kapsel ist mit der Nadel eines Thomson-Villarischen Elektrometers verbunden und wird bei jeder Messung zu einem Potential von ungefähr 7,2 Volt durch eine passende Anzahl Daniellscher Elemente geladen. Die Quadrantenpaare des Elektrometers ladet eine Batterie von 100 Voltaschen Elementen — Zink, Wasser, Kupfer —; diese sind vollständig von der Erde isoliert. Der Apparat ist so empfindlich, dass ein Volt die Nadel des Elektrometers um etwa 58 Teilstriche ablenkt; die Skala befindet sich etwa 1 m vom Spiegel entfernt. Die Röhre, die die X-Strahlen erzeugt, hat die übliche Birnform.

Wir laden nun die Kapsel, leer oder mit einer Flüssigkeit darin, und warten, bis der Zeiger des Elektrometers ganz feststeht; nun lässt man die Crookessche Röhre wirken, isoliert die Kapsel von der Ladungsbatterie, und nachdem der Zeiger des Elektrometers einen bestimmten Teilstrich der Skala passiert hat (1 cm vom Ruhemaximum[2]) entfernt), zählen wir die Zeit mittels eines Sekundenstechers und bestimmen die Zahl von Teilstrichen, die der Zeiger in 30″ sinkt. Auf diese Messung lassen wir eine zweite folgen, bei welcher von oben her über der Kapsel mit einem Blasebalg ein Strom von trockener, staubfreier Luft bei etwa 12 cm Wasserdruck[1]) getrieben wird. Handelt es sich um eine flüchtige Flüssigkeit, so beschleunigt das Blasen die Verdampfung derart, dass eine grössere Menge von Dampf als nur spontan sich in der freien Luft entwickelt, den X-Strahlen ausgesetzt wird. Ist die Flüssigkeit nicht verdampfbar, so erneuert das Blasen beständig die Luft über der Kapsel. Wir konnten so durch die Verschiedenheit den Einfluss des Blasens auf die durch die X-Strahlen erzeugte Entladung bei wechselnden Flüssigkeiten in der Kapsel messen.

Die in nachstehenden Tabellen eingetragenen Resultate sind für jede Flüssigkeit das Mittel aus zwei Messungsserien, von denen jede Serie wieder das Mittel aus fünf Beobachtungen enthält, die abwechselnd mit und ohne zugeblasenen Luftstrom gemacht sind. Die verschiedenen Versuchsreihen wurden so ausgeführt, dass die Messungen untereinander vergleichbar waren, es lag stets ein längeres Zeitintervall zwischen je zwei Messungen.

Die Ladung der Kapsel war bei diesen Versuchen positiv; es genügt, aus den verschiedenen Versuchsreihen nur nachstehende vorzulegen, da die Resultate stets ausreichend übereinstimmen.

In der Kapsel enthaltene Flüssigkeit	Entladung in Teilstrichen		Unterschied zwischen I u. II
	I ohne Zublasen	II mit Zublasen	
Die leere Kapsel	159,3	137,2	22,1
40 Proz. Alkohol	186,6	134,5	52,1
Glycerin . . .	152,9	128,5	24,4
Vaseline (Öl) .	153,1	130,3	22,8

Man ersieht, dass das Luftzublasen die Wirkung der X-Strahlen stets herabsetzt; die Herabsetzung ist gleichstark bei einer leeren, wie bei einer mit Glycerin und mit Vaselineöl gefüllten Kapsel, die nicht verdampfbare Flüssigkeiten sind; sie ist viel stärker bei dem Alkohol, welcher verdampfbar ist.

Die Leitungsfähigkeit oder Nichtleitungsfähigkeit der Flüssigkeit hat keinen Einfluss; es lässt sich kein Unterschied feststellen zwischen dem nichtleitenden Vaselineöl und dem Glycerin, welches in dünnstem Strahl mit dem Boden verbunden das Elektrometer sehr schnell entlud.

---

1) Wir verwendeten die Blechplatte statt der Aluminumplatte, weil letztere, indem sie eine grosse Menge von X-Strahlen passieren lässt, die elektrisierte Kapsel sehr rasch entladet; die Nadel des Elektrometers erhält im Anfang einen starken Impuls, der die Beobachtungen stört; die Gründe hierfür haben wir in einer früheren Arbeit auseinandergesetzt. Siehe diese Zeitschrift **38**, 401, 1900.

2) Die Gründe für diese Art des Verfahrens bei Beginn der Messungen sind ausführlich in unserer früheren Arbeit behandelt: „Über die von X-Strahlen bewirkte Entladung eines Kondensators bei Veränderung des Potentials und der Kapazität." Siehe diese Zeitschr. **38**, 401—407, 1900.

1) Die mit dem Blasebalg geblasene Luft ging durch eine lange Röhre mit Calciumchlorür und durch noch eine, welche aufgezupfte Watte enthielt.

Die in allen Fällen durch das Blasen bewirkte Herabsetzung erklärt sich dadurch, dass dieses die x-durchstrahlte Luft vom elektrisierten Körper entfernt, was schon Villari[1]) gefunden hatte. Die ungleiche Herabsetzung bei verdampfbaren oder nicht verdampfbaren Flüssigkeiten wird durch unsere folgenden Versuche sichergestellt.

1. Bei Verwendung von Wasser gelangten wir zu analogen Resultaten wie bei Verwendung von Alkohol, wie aus folgender, aus einer grossen Zahl herausgegriffenen Tabelle hervorgeht.

In der Kapsel enthaltene Flüssigkeit	Entladung in Teilstrichen		Unterschied zwischen I u. II
	I ohne Zublasen	II mit Zublasen	
Leere Kapsel .	173,5	130,5	43,0
Reines Wasser .	175,2	115	60,2

2. Wir bedeckten die Kapsel mit dünnem Karton und bliesen den Luftstrom darauf. Die durch das Zublasen beschleunigte Verdampfung wird hierdurch verhindert; die Resultate sind folgende:

In der Kapsel enthaltene Flüssigkeit	Entladung in Teilstrichen		Unterschied zwischen I u. II
	I ohne Zublasen	II mit Zublasen	
Leere Kapsel .	174,8	152,5	22,3
Äthyl-Alkohol aufgedeckt .	189,3	143	46,3
Alkoh. zugedeckt	189,0	167	22,0
Glycerin . . .	119,5	87	32,5
Glycerin zugedeckt . . .	108	74	34

Es ergiebt sich, dass der Karton beim Glycerin den durch die X-Strahlen erzeugten Unterschied bei Einwirkung des Luftstroms nicht verändert hat, wohl aber hat er einen derartigen Unterschied zu stande gebracht beim bedeckten Alkohol bis zu der Höhe, wie ihn die leere Kapsel aufweist. Die grösste Verlangsamung der Entladung, welche sich also bei Blasen eines Luftstromes über verdampfbare Flüssigkeiten erreichen lässt, scheint der durch die Verdampfung herabgesetzten Wirkung der X-Strahlen zuzuschreiben zu sein.

Wir glauben dieses Phänomen mit der Annahme erklären zu können, dass das Kondensationsvermögen der x-durchstrahlten Luft sich nicht nur an einem sinnlich wahrnehmbaren Dampfstrahl und an dem gesättigten Dampf, welcher in der sehr rasch expandierten Luft enthalten ist, wirksam erweist, sondern dass es auch die in der Luft zerstreuten Dämpfe, in welchem Zustand sie sich auch befinden mögen, beeinflusst.

Ist die Luft durch die X-Strahlen ionisiert, so ziehen die positiv elektrisierte Kapsel und Flüssigkeit die negativen Ionen an; bläst man nun auf eine verdampfbare Flüssigkeit, so treffen diese negativen Ionen auf die Dämpfe und kondensieren sie zum Teil; bei dieser Kondensationsarbeit verlieren sie zum Teil ihre entladende Kraft und entladen folglich die Kapsel weniger schnell als wenn keine Kondensation vor sich geht.

Nun hat Wilson[1]) gefunden, dass die negativen Ionen bei der Auslösung der Kondensation von gesättigten, der Expansion ausgesetzten Dämpfen wirksamer sind; ist unsere Hypothese begründet, so muss, wenn man die Ladung der Flüssigkeit umkehrt, sich ein kleinerer Unterschied finden als bei der positiven Ladung, weil in solchem Fall die positiven Ionen angezogen werden; da diese weniger wirksam bei Auslösung der Kondensation sind, so leisten sie auch weniger Arbeit und verlieren folglich in geringerem Verhältnis ihre entladende Kraft.

Die Resultate bestätigen diesen Schluss vollkommen und geben unserer Betrachtungsweise grösseren Nachdruck.

Folgende Tabelle ist aus vielen übereinstimmenden Versuchen hervorgegangen:

Negative Ladung. In der Kapsel enthaltene Flüssigkeit	Entladung in Teilstrichen		Unterschied zwischen I u. II
	I ohne Zublasen	II mit Zublasen	
Leere Kapsel .	213	173	40
Kapsel m. Wasser gefüllt . . .	213,3	165	44,4
Kapsel mit Alkohol gefüllt.	222	168,5	53,5

Um sicher zu sein, dass in jedem einzelnen Falle die beobachtete Verzögerung nicht von einer Ladung abhängt, die der Dampf unter der Einwirkung der X-Strahlen erwirbt und die durch den Luftstrom auf die Kapsel übertragen wird, liessen wir jedesmal, während die Nadel des Elektrometers im natürlichen Zustande war, die X-Strahlen und den Luftstrom wirken, und fanden dabei stets, dass keinerlei Ladung auf die Kapsel übertragen wurde.

Zusammenfassung.

Aus unseren Versuchen lässt sich folgendes schliessen:

1. Die x-durchstrahlte Luft hat die Eigentümlichkeit, einen empfindlichen Dampfstrahl

1) E. Villari, Dell'azione dei tubi opachi sui raggi X etc. Rend. Acc. dei Lincei, Vol. V, serie 5a, fasc. 2.

1) Wilson fand, dass die zur Kondensation des Wassers nötige Übersättigung bei negativ geladenen Ionen der Expansion $\frac{V_2}{V_1} = 1,25$ entspricht; (V_2 und V_1 sind End- und Anfangsvolumen); während bei positiven Ionen die Übersättigung der Expansion $\frac{V_2}{V_1} = 1,31$ entspricht. Die beiden Übersättigungen verhalten sich sich also wie 4 zu 6. Siehe Journal de Physique S. 3. T. IX, p. 304.



auch von anderen Flüssigkeiten als Wasser zu verdichten.

2. Die x-durchstrahlte Luft verdichtet auch jene Dämpfe, welche selbstthätig in der Luft entstehen, wenn eine Flüssigkeit in einer elektrisierten metallischen Kapsel enthalten ist.

3. Es bestätigt sich, dass negative Ionen für die Auslösung der Kondensation der Dämpfe wirksamer sind als positive Ionen.

Wir beabsichtigen fernere Versuche mit solchen Dämpfen vorzunehmen, die sich in geschilderter Weise aus Flüssigkeiten entwickeln, welche nicht in einer elektrisierten metallischen Kapsel enthalten sind. Wir halten für möglich, dass wir dadurch einen Beitrag liefern können zur Erklärung der elektrischen Eigenschaften der Luft bei heiterem Himmel in den niedrigen Regionen der Atmosphäre und des Bodens. Wir hoffen demnächst die Resultate der bereits in Angriff genommenen Versuche vorzulegen.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 8. August 1903.)

Versuche über Radioaktivität und die Entstehung von Helium aus Radium.[1])

Von W. Ramsay und F. Soddy.

1. Versuche über die Radioaktivität der trägen Gase der Atmosphäre. In den letzten Jahren sind viele Untersuchungen angestellt worden von Elster und Geitel, Wilson, Strutt, Rutherford, Cooke, Allen und anderen über die Selbstionisation der Gase der Atmosphäre und über die aus ihr erhältliche erregte (induzierte) Radioaktivität. Es gewann Interesse, festzustellen, ob die trägen einatomigen Gase der Atmosphäre einen Anteil an diesen Erscheinungen haben. Für diesen Zweck wurde ein kleines Elektroskop angewendet, das in einer etwa 20 cm^3 fassenden, inwendig mit Zinnfolie ausgekleideten Glasröhre enthalten war. Nach dem Laden hielt der Apparat, wenn er leer gepumpt war, seine Ladung ohne Verlust 36 Stunden lang. Einlass von Luft verursachte eine langsame Abnahme. In ähnlichen Versuchen mit Helium, Neon, Argon, Krypton und Xenon — das letzte war mit Sauerstoff gemischt — war der Betrag der Entladung proportional der Dichte und dem Drucke des Gases. Dies zeigt, dass die Gase keine spezielle eigene Radioaktivität besitzen, und steht im Einklang mit der bereits von jenen Forschern gegebenen Erklärung, dass das elektrische Leitvermögen der Luft von einer fremden Radioaktivität verursacht wird.

Es wurden auch Versuche mit den Rückständen angestellt, welche bleiben, wenn verflüssigte Luft nahezu vollständig verdampft wird; der Erfolg war der gleiche; es wird keine Zunahme in dem Zerstreuungsvermögen hervorgebracht durch Konzentration eines möglicherweise radioaktiven Bestandteils der Atmosphäre.[1])

2. Versuche über die Natur der radioaktiven Emanation des Radiums. Das Wort „Emanation", zuerst von Boyle gebraucht („substantielle Emanationen aus den Himmelskörpern"), ist von Rutherford neu belebt worden zur Bezeichnung gewisser Substanzen gasförmigen Charakters, welche fortwährend von anderen Substanzen hervorgebracht werden. Die Bezeichnung wurde auch von Russell in nahezu demselben Sinne gebraucht („Emanation aus Wasserstoffsuperoxyd"). Wenn das Beiwort „radioaktiv" hinzugefügt wird, ist die Erscheinung Rutherfords von den Erscheinungen unterschieden, welche Russell beobachtete. In diesem Abschnitt ist von der Emanation oder dem radioaktiven Gase aus Radium die Rede. Rutherford und Soddy untersuchten die chemische Natur der Thoremanation (Phil. Mag. 1902, 580) und diejenige der Radiumemanation (ebenda 1903, 457) und kamen zu dem Schlusse, dass diese Emanationen träge Gase sind, welche dem Angriff von Reagenzien in einer Weise widerstehen, wie sie bis jetzt nur bei den Gliedern der Argonfamilie beobachtet wurde. Zu diesem Schlusse kamen sie, weil die Emanationen aus Thor und Radium über Platin- und Palladiumschwarz, Bleichromat, Zinkstaub und Magnesiumpulver bei Rotglut geleitet werden konnten, ohne dass sie eine Änderung erfuhren.

Wir haben unterdes gefunden, dass die Radiumemanation in Mischung mit Sauerstoff über Alkali der länger dauernden Wirkung von Funken widersteht und ebenso während mehrerer Stunden der Wirkung eines erhitzten Gemisches von Magnesiumpulver und Kalk. Das entladende Vermögen hatte sich nach dieser Behandlung ungeändert erhalten und insofern eine beträchtliche Menge Radium zur Verwendung kam,

1) Die vorliegende Abhandlung ist enthalten in Nature **68**, 354, 1903, 13. Aug. und in Proc. Roy. Soc. **72**, 204, 1903. Es sei daran erinnert, dass bereits Ende vorigen Jahres von E. Rutherford und F. Soddy in ihrer grossen Untersuchung über die Natur und Ursache der Radioaktivität (Phil. Mag. [6] **4**, 370—396, 569—585, 1902) die Vermutung ausgesprochen wurde, dass Helium und Argon Umwandlungsprodukte radioaktiver Elemente seien. Und es sei dem Übers. erlaubt, darauf hinzuweisen, dass er schon Anfang des vorigen Jahres in seinem Buche: Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, 34 die Ursache der Radioaktivität in dem Zerfall und der Verwandlung chemischer Atome vermutete und zeigte, dass die Energieentwicklung bei der Genesis chemischer Atome eine ganz riesige sein muss.

1) Bemerk. d. Übers. H. Ebert (Sitz.-Ber. d. Münchener Ak. d. W. 1903, 133) ist zu einem positiven Resultat bei ähnlichen Versuchen gelangt. Er erhielt radioaktive Rückstände bei der Verdampfung verflüssigter atmosphärischer Luft.

konnte das Selbstleuchten des Gases als optischer Beweis seiner Fortdauer benutzt werden.

In einem Versuch, in welchem die Emanation gemischt mit Sauerstoff einige Stunden lang über Alkali durchfunkt worden war, genügte ein kleiner Bruchteil der ganzen Mischung, um das Elektroskop fast momentan zu entladen. Von der gleichen Gasmenge wurde der Sauerstoff durch erhitzten Phosphor entfernt, ohne dass ein sichtbarer Rückstand blieb. Wenn jedoch ein anderes Gas eingeleitet wurde, so dass es mit den Enden der Röhre in Berührung kam, und wenn es dann wieder fortgeleitet wurde, so zeigte sich die Emanation in ungeändertem Betrage vorhanden. Es scheint darum, dass Verbrennen von Phosphor in Sauerstoff und Durchfunken in Mischung mit Sauerstoff keinen Einfluss auf das Gas haben, insoweit durch seine radioaktiven Eigenschaften gezeigt werden kann.

Die Versuche mit Magnesium-Kalk waren strenger quantitativ. Die Methode, das Gas vor und nach der Behandlung mit dem Reagens zu prüfen, bestand darin, dass $^1/_{2000}$ des mit Luft gemischten Ganzen genommen und nach der Einführung in das Elektroskopgefäss der Betrag der Entladung geprüft wurde. Die Magnesium-Kalk-Röhre glühte hell, als die Mischung aus Emanation und Luft eingelassen wurde, und wurde auf Rotglut 3 Stunden lang gehalten. Das Gas wurde dann mit etwas Wasserstoff gewaschen, mit Luft verdünnt und wie zuvor geprüft. Es wurde gefunden, dass das entladende Vermögen des Gases durch diese Behandlung ganz und gar nicht geändert worden war.

Die Emanation kann wie ein Gas behandelt werden; sie kann mit Hilfe einer Töplerpumpe ausgezogen werden; sie kann kondensiert werden in einer U-Röhre, die von flüssiger Luft umgeben ist; und in kondensiertem Zustand kann sie mit einem anderen Gas „gewaschen" werden, das vollständig weggepumpt werden kann und das dann kein Leuchten und so gut wie kein Entladungsvermögen zeigt. Das Vordringen der Emanation von Stelle zu Stelle in Glasröhren kann mit dem Auge in einem verdunkelten Zimmer verfolgt werden. Bei Öffnung eines Hahnes zwischen einer die Emanation enthaltende Röhre und der Pumpe kann die langsame Strömung durch die Kapillarröhre beobachtet werden, ferner der schnelle Durchgang durch weitere Röhren, der Verzug, welcher ein Stopfen von Phosphorpentoxyd verursacht, und die plötzliche Diffusion in das Reservoir der Pumpe. Bei der Kompression wurde das Leuchten intensiver und, wenn die kleine Gasblase durch das kapillare Steigrohr getrieben wurde, war sie intensiv leuchtend. Das Verhalten der auf dem Glase von der Emanation zurückgelassenen erregten Aktivität konnte auch gut beobachtet werden. Wenn die Emanation kurze Zeit in Berührung mit dem Glase gelassen worden ist, hält sich die erregte Aktivität nur eine kurze Zeit; aber wenn die Emanation lange Zeit aufbewahrt worden ist, nimmt die erregte Aktivität langsamer ab.

Die Emanation bringt in ähnlicher Weise wie die Radiumsalze selbst chemische Wirkungen hervor. Wenn die Emanation, die von 50 mg Radiumbromid nach der Auflösung in Wasser zusammen mit Sauerstoff in einer kleinen Glasröhre über Quecksilber aufbewahrt wird, so macht sie das Glas in einer einzigen Nacht deutlich violett; bei Gegenwart von Feuchtigkeit bedeckt sich das Quecksilber mit einer Haut roten Oxydes, bei Trockenheit scheint es nicht angegriffen zu werden. Eine Mischung der Emanation mit Sauerstoff erzeugt Kohlensäure beim Durchgehen durch einen angefetteten Hahn.

3. Vorkommen von Helium in den aus Radiumbromid entwickelten Gasen. Das Gas, welches aus 20 mg reinem Radiumbromid (das nach eingezogener Erkundigung vor drei Monaten hergestellt worden war) bei seiner Auflösung in Wasser entwickelt wurde und welches hauptsächlich aus Wasserstoff und Sauerstoff bestand (vgl. Giesel, Ber. 1903, 347) wurde auf Helium untersucht, indem der Wasser- und Sauerstoff durch die Berührung mit einer rotglühenden, teilweise oxydierten Kupferdrahtspirale und der gebildete Wasserdampf durch eine Phosphorpentoxydröhre entfernt wurde. Das Gas mündete in eine kleine Vakuumröhre; diese zeigte das Spektrum von Kohlensäure. Die Vakuumröhre stand in Verbindung mit einer kleinen U-Röhre und die letztere wurde dann mit flüssiger Luft gekühlt. Hierdurch wurde die Intensität des CO_2-Spektrums stark geschwächt, und es erschien die D_3-Linie des Heliums. Das Zusammenfallen wurde dadurch festgestellt, dass das Heliumspektrum in das Spektroskop durch das Vergleichsprisma geworfen wurde, die Übereinstimmung wurde bis auf mindestens 0,5 einer Angström-Einheit sichergestellt.

Der Versuch wurde sorgfältig mit einem Apparat aus bis dahin ungebrauchtem Glas mit 30 mg Radiumbromid wiederholt, das wahrscheinlich vier oder fünf Monate alt war und uns gütigst von Prof. Rutherford geliehen wurde. Die entwickelten Gase wurden auf ihrem Wege zu der Vakuumröhre durch ein gekühltes U-Rohr geleitet, welches Kohlensäure und die Emanation vollkommen aufhielt. Es wurde das Heliumspektrum erhalten und es wurden praktisch alle Linien gesehen, einschliesslich diejenigen bei 6677, 5876, 5016, 4932, 4713 und 4472. Auch waren drei Linien von der unge-

fähren Wellenlänge 6180, 5695, 5455 sichtbar, die bis jetzt noch nicht identifiziert worden sind.

In zwei folgenden Versuchen wurden die aus beiden Lösungen von Radiumbromid entwickelten Gase nach einer viertägigen Ansammlung gemischt, welche in einem jeden Falle ungefähr 2,5 cm^3 betrug; die Mischung wurde in ähnlicher Weise untersucht. Die D_3-Linie des Heliums konnte nicht entdeckt werden. Es mag gut sein, die Zusammensetzung festzustellen, welche für die ununterbrochen von einer Radiumlösung erzeugten Gase gefunden wurde; es schien nämlich wahrscheinlich, dass der grosse in der Analyse Bodländers (a. a. O.) sich zeigende Überschuss von Wasserstoff über die wasserliefernde Zusammensetzung herrühren könnte von der grösseren Löslichkeit des Sauerstoffes. In unseren Analysen wurden die Gase mit der Pumpe ausgezogen; die erste gab 28,6, die zweite 29,2 % Sauerstoff. Der geringe Überschuss an Wasserstoff rührt zweifellos her von der Wirkung des Sauerstoffes auf das Fett der Hähne, wovon oben bereits die Rede war. Der Betrag, in dem diese Gase erzeugt werden, ist ungefähr 0,5 cm^3 für den Tag und für 50 mg Radiumbromid, was mehr denn zweimal soviel ist, als Bodländer fand.

4. Entstehung von Helium aus der Radiumemanation. Der Betrag der Emanation, die aus 50 mg Radiumbromid im Maximum sich erhalten liess, wurde mittels Sauerstoff in eine mit flüssiger Luft gekühlte U-Röhre geleitet, und diese wurde dann mit der Pumpe geleert. Sie wurde dann mit etwas frischem Sauerstoff ausgewaschen, der dann wieder fortgepumpt wurde. Die an die U-Röhre geschmolzene Vakuumröhre zeigte nach Entfernung der flüssigen Luft keine Spur von Helium. Das Spektrum war offenbar ein neues, wahrscheinlich dasjenige der Emanation; aber dies wurde bis jetzt noch nicht erschöpfend geprüft und wir gedenken demnächst weitere Einzelheiten zu veröffentlichen. Nach einem Stehen vom 17. bis zum 21. Juli erschien das Heliumspektrum, und es wurden die charakteristischen Linien als in der Lage identisch mit denjenigen einer Heliumröhre beobachtet, welche gleichzeitig in das Gesichtsfeld geworfen wurden. Am 22. Juli wurden die gelbe, die grüne, die zwei blauen und die violette gesehen und ausserdem die drei neuen Linien, die in Helium, das von Radium erhalten wird, sich zeigen. Ein Kontrollversuch gab identische Resultate.

(Aus dem Englischen übersetzt von J. Stark-Göttingen.)

(Eingegangen 28. August 1903.)

Zur Glimmentladung bei Atmosphärendruck. Entgegnung auf Herrn Starks Bemerkungen

Von W. Kaufmann.

Die Einwände, die ich kürzlich in dieser Zeitschrift[1]) gegen einige Versuchsresultate des Herrn Stark[2]) erhob, haben diesem Veranlassung zu einer Erwiderung[3]) gegeben, die mich nicht nur durch ihren Inhalt, sondern auch durch ihre Form nötigt, nochmals etwas ausführlicher auf den Gegenstand einzugehen, als es der Wichtigkeit desselben meiner Ansicht nach entspricht.

Herr Stark beginnt mit dem Ausspruch, dass er „keinen Grund zu finden vermag, warum seine Messungen weniger genau sein sollten wie die meinigen"; ich kann natürlich die Messungen des Herrn Stark nur nach den Zahlen beurteilen, die er veröffentlicht, nicht nach denen, die in seinen Heften stehen. Wenn Herr Stark also nachträglich sagt, dass er „mit einem vorzüglichen Thomsonschen multicellularen Elektrometer die Spannungen unter 400 Volt bestimmt hat, das bei 350 Volt noch 2 Volt abzulesen gestattete", so begreife ich nicht, warum er statt der abgelesenen Zahlen in seiner Publikation nur auf 5 und 10 Volt abgerundete Zahlen angiebt.

Die thatsächliche Ungenauigkeit der Starkschen Messungen lässt sich aber aus seinen mitgeteilten Zahlen auch direkt beweisen:

Denn wenn auch die von mir gefundene Relation zwischen Stromstärke und Gefälle nach Herrn Stark nur eine „Interpolationsformel von eng begrenztem Geltbereich ist" — etwas anderes habe ich gar nicht behauptet, da ich von „einer einfachen empirischen Relation" spreche —, so ist doch jedenfalls so viel sicher, dass zwischen Stromstärke und Gefälle eine stetige Beziehung herrschen wird, solange nicht Grenzstromstärken erreicht werden, bei denen die Entladungsform sich ändert. Man versuche nun einmal die aus den Starkschen Messungen sich ergebenden Gefälle als Funktion des Stromes graphisch aufzutragen und durch eine stetige Kurve zu verbinden. Ich gebe in folgender Tabelle die Zahlen für dV/dL auf Grund der Starkschen Versuche, wie sie sich aus den in der 4. Kolumne angegebenen Intervallen von L ergeben. Die Intervalle sind so gewählt, dass ihre Endpunkte solchen gemessenen Werten entsprechen, die möglichst genau auf den von Herrn Stark durch seine Punkte hindurchgezogenen Geraden liegen.

1) Diese Zeitschrift **4**, 578, 1903; ein sinnentstellender Druckfehler in der Anmerkung auf S. 580 sei hiermit korrigiert, die 3 letzten Worte müssten heissen: ... „Krümmung kleinere Werte".

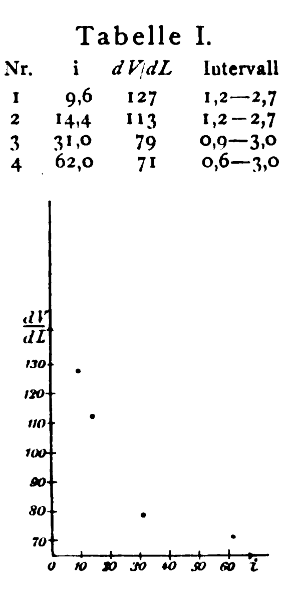
2) ibid. 535.

3) ibid. 605.



Tabelle I.

Nr.	i	dV/dL	Intervall
1	9,6	127	1,2—2,7
2	14,4	113	1,2—2,7
3	31,0	79	0,9—3,0
4	62,0	71	0,6—3,0



(Fig. 1 stellt die Verhältnisse graphisch dar.)

Es dürfte wohl schwer fallen, die Punkte durch eine nur einigermassen wahrscheinliche Kurve zu verbinden. Die Messungen 1 und 2 sind mit dünneren, sich stärker erhitzenden Elektroden gemacht als 3 und 4; da aber dickere Elektroden Veranlassung zu einem grösseren Gefälle geben (s. w. u.), so würde bei Anwendung dünnerer Elektroden auch bei 3 und 4 der Verlauf noch unwahrscheinlicher werden, da dann die Punkte 3 und 4 etwas nach unten rücken und eine alle 4 Punkte verbindende Kurve zwischen 2 und 3 einen Wendepunkt erhalten müsste.

Herr Stark wendet sich sodann gegen die von mir gebrauchte Anordnung mit der Bemerkung, „dass gerade bei kleinem Elektrodenabstand zwischen dicken abgerundeten Elektroden die Länge des Glimmstromes stark variabel sei". Da hat Herr Stark durchaus recht, und deshalb habe ich auch, wie er bereits in der ersten Spalte meiner Mitteilung hätte sehen können, nur eine abgerundete Anode, dagegen eine ebene Kathode benutzt. Wenn diese Kathode genügend dick, d. h. genügend gekühlt war, so war die Ansatzstelle des Stromes durchaus konstant und genau der nächsten Stelle der Anode gegenüber. Hier polemisiert also Herr Stark wie auch im folgenden noch mehrfach gegen nicht vorhandene Dinge.

Da Herr Stark den Nullabstand genau bestimmt hat und dabei auch darauf achtete, dass die Elektroden in einer Ebene lagen, so werden die Abweichungen seiner Kurven von den meinigen um so unbegreiflicher. Daran ändern auch die Betrachtungen des Herrn Stark über den Zusammenhang zwischen Länge von Dunkelraum und Glimmlicht in ihrer Abhängigkeit von Gasdichte und Temperatur nichts. Wenn nämlich Herr Stark auf Grund seiner Betrachtungen behauptet, dass bei meiner Anordnung „der Dunkelraum und die negative Glimmschicht kürzer waren als bei seiner", so kann ich ihm nur empfehlen, diese Längen doch einmal zu messen, statt sie auf spekulativem Wege zu ermitteln. Er würde dann finden, dass der Abstand von der Kathode bis zur Spitze des positiven Lichtes bei Anwendung dicker Kupferelektroden 0,15—0,2 mm beträgt.

In einer Verschiedenheit dieser Längen ist also der Grund der Abweichungen zwischen seinen und meinen Resultaten keinesfalls zu suchen. [Übrigens ergiebt sich, wie ich hinzufügen will, aus den von mir erwähnten Messungen des Herrn Stuchtey, dass auch bei dünnen Platinelektroden der von Herrn Stark benutzten Form derselbe sofort ansteigende Kurvenverlauf sich zeigt, wie bei Benutzung der Kupferelektroden.]

Ob die Charakteristik des Glimmstromes bei kalten oder warmen Elektroden „reinlicher" ist, das zu entscheiden, ist lediglich Geschmackssache.

Ich komme nunmehr zu meinen Ausführungen in betreff des Kathodenfalls, die nach Herrn Starks Ansicht „eine Reihe fast ununterbrochener Irrtümer und Ungenauigkeiten" sind. Betreffs des Elektrometers kann ich nur nochmals mein Erstaunen ausdrücken, dass Herr Stark die Spannungen, die er auf zwei Volt abgelesen, auf 5 und 10 Volt abgerundet hat. Wenn Herr Stark ferner in seiner Abhandlung S. 536 wörtlich sagt: „Der konstante Wert der Elektrodenspannung für sehr kleine Elektrodenabstände stellt den normalen Kathodenfall des Glimmstromes dar; er beträgt 340 bis 360 Volt. Kleiner kann die Elektrodenspannung nicht werden . .", so muss man daraus doch schliessen, dass Herr Stark, da er keine Zahlen für Abstände unter 0,15 mm mitgeteilt hat, den in dem letzten soeben angeführten Satz enthaltenen Schluss extrapoliert hat. Quod non in actis, non est in mundo. Wenn Herr Stark seine Schlüsse also auf Grund für noch kleinere Abstände gemessener Zahlen aufbaut, so hätte er eben besser daran gethan, diese Zahlen mitzuteilen. Warum kleinere Elektrodenabstände „nicht mehr genau zu bestimmen waren", ist mir nicht erklärlich; es kann sich doch höchstens um den Nullpunktsfehler handeln und der ist auf die Kurvenform ohne Einfluss.

Herr Stark behauptet sodann, „dass ich Herrn Warburg falsch citierte, zu meinen Gunsten, zu seinen Ungunsten." Ich kann diese Behauptung nur als eine direkte Entstellung der Thatsachen bezeichnen, da es mir überhaupt nicht eingefallen ist, die Warburgschen Zahlen zu meinen oder Herrn Starks Gunsten oder Ungunsten auszulegen. Ebensowenig habe

ich behauptet, 340 Volt sei die „richtige Warburgsche Zahl". Ich habe aus Herrn Starks Angabe (s. das obige wörtliche Citat), dass 340 bis 360 Volt der „normale Kathodenfall sei", geschlossen, dass er die von Warburg für annähernd reinen Stickstoff in einem bestimmten Falle angegebene Zahl von 340 Volt im Sinne gehabt habe; denn irgendwo muss er doch die Zahl, die er als den „normalen Kathodenfall des Glimmstromes" bezeichnet, her haben. Es ist natürlich möglich, dass ich mich da geirrt habe, und dass Herr Stark irgend einen anderen Autor im Sinne gehabt hat. Im übrigen sagte ich nur, dass man aus den nach Warburg von 260 bis 410 Volt schwankenden Zahlen keinen Schluss ziehen könne, welchen Wert man in freier Luft zu erwarten habe. Das nennt Herr Stark einen „Vergleich zu meinen Gunsten etc." Der von Herrn Warburg für sorgfältig gereinigten Stickstoff gefundene Wert von 232 Volt, über dessen Bedeutung Herr Stark mich belehren zu müssen glaubt, wurde von mir nicht erwähnt, nicht weil er mir unbekannt gewesen wäre, sondern weil er hier zu einem Vergleiche gar nicht in Betracht kommen konnte.

Herr Stark weist ferner darauf hin, dass durch etwaige Unstetigkeiten des Stromes ein zu kleines Gefälle erzeugt werde. Ich habe selbstverständlich auf Stetigkeit des Stromes geachtet; ein Telephon ist, wie ich fand, hierzu bei Messung in freier Luft gar nicht nötig, da der Glimmstrom wie ein sprechender Lichtbogen die geringsten Schwankungen direkt hören lässt. Dass übrigens bei unstetigem Strome die am Elektrometer abgelesene Spannung kleiner ist, als bei stetigem, ist mir neu; bei starken Unstetigkeiten ist sie jedenfalls grösser; die Spannung schwankt dann eben zwischen der dem maximalen Strome entsprechenden und der vollen Batteriespannung.

Herr Stark wendet sich sodann gegen meine Vermutung, dass die höhere Elektrodentemperatur bei seiner Anordnung auch eine höhere Temperatur der Gasstrecke bewirkt habe; „nicht die Strombahn werde von den Elektroden her erwärmt, wie Herr Kaufmann grundlos vermutet, sondern das Umgekehrte sei der Fall." Ich habe lediglich gesagt, dass einer heisseren Elektrode cet. par. auch eine heissere Gasstrecke entsprechen müsse; das folgt einfach aus der Theorie der gegenseitigen Zustrahlung. Es ist ganz gleichgültig, ob man mit Herrn Starks Worten sagt, „durch die Elektrode kühlt sich also das Gas ab, und zwar umsomehr, je dicker die Elektrode", oder ob ich sage, „bei Anwendung dünner Elektroden muss aber durch die erhöhte Wärmeausstrahlung der Elektroden auch die Gasstrecke stärker erwärmt und somit verdünnt werden." Herr Stark kommt denn ja auch thatsächlich zu demselben Schlusse, wie ich, dass sich nämlich das kleinere Gefälle im positiven Lichte bei seiner Anordnung (das ja, wie ich angab, auch Herr Stuchtey fand) durch die Temperatur- und somit auch Dichteverschiedenheit der Gasstrecke erklären lasse.

Es sei jedoch ausdrücklich hinzugefügt, dass auch bei den Stuchteyschen Messungen, die ich selbst nochmals nachgeprüft habe, eine deutliche Konvexität der Kurven sich zeigte. Weshalb Herr Stark die Geradlinigkeit seiner Kurven so sehr verteidigt, ist mir völlig unerfindlich, da man z. B. durch die von ihm für $i = 31$ und $i = 62$ angegebenen Punkte ohne Erhöhung des mittleren Fehlers ebensowohl eine schwach gekrümmte, wie eine gerade Linie hindurchziehen kann. Um eine Krümmung von dem aus meinen Kurven sich ergebenden Betrag festzustellen, ist eine äusserst genaue Messung nötig.

Den Grund dafür, dass die Starkschen Werte für das positive Gefälle in meine Interpolationsformel nicht hineinpassen, habe ich in meiner Abhandlung ausdrücklich als in der Verschiedenheit der Elektroden begründet angegeben, und die Übereinstimmung der Stuchteyschen Messungen für $i = 9$ M. A. bezüglich des mittleren Gefälles in der positiven Lichtsäule mit den betreffenden Starkschen Werten betont; es ist also bezüglich dessen, was ich gesagt und gemeint, direkt irreführend, wenn Herr Stark von meiner Regel sagt: „Eine solche Interpolationsformel kann nicht den Anspruch erheben, auf Messungen angewandt zu werden..." Ich habe diesen Anspruch gar nicht erhoben, sondern die Verschiedenheit bloss konstatiert und erklärt.

Zum Schlusse mutet mir noch Herr Stark den Irrtum zu, den dunklen Trennungsraum für eine Schicht angesehen zu haben; ich habe ausdrücklich angegeben, dass die Schicht nur bei ganz bestimmten Stromstärken auftritt, während der dunkle Trennungsraum bei jeder Stromstärke vorhanden ist. Dass Herr M. Töpler bereits Schichten in freier Luft beobachtet hat, ist mir wohl bekannt, doch waren die Versuchsbedingungen, unter denen er sie fand, durchaus andere.

Ich bemerke noch zum Schlusse, dass die Diskussion dieses Falles für mich hierdurch abgeschlossen ist; weiteres Thatsachenmaterial zu den strittigen Punkten wird die Dissertation des Herrn Stuchtey liefern.

Bonn, den 23. August 1903.

(Eingegangen 29. August 1903.)

Über die Bedeutung der Ansatzdrähte und -Platten in der drahtlosen Telegraphie.

Von J. Zenneck.

Eine Erfahrungsthatsache [1]) auf dem Gebiet der drahtlosen Telegraphie ist die folgende. Sowohl die „direkte“ Schaltung als die „induktive“ vorausgesetzt, dass bei ihr die Sekundärspule nur sehr wenig Windungen besitzt [2]), liefert bei der in den Fig. 1 a bezw. 1 b dargestellten Anordnung nur sehr mangelhafte Schwingungen auf dem Sender. Damit auf dem Sender Schwingungen kräftiger Amplitude zustande kommen, ist es notwendig, dass dem Senderdraht gegenüber ein Ansatz angebracht wird, der im allgemeinen aus einem (evtl. aufgespulten) Draht mit angehängter Kapazität (Metallplatte oder ähnlichem) besteht (Fig. 2 a direkte, Fig. 2 b induktive Schaltung).

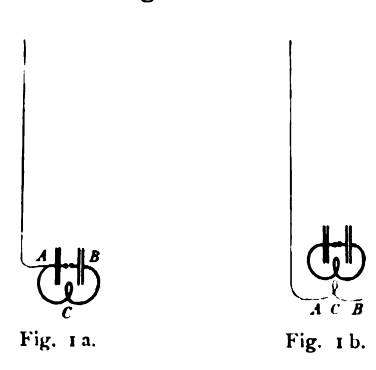


Fig. 1 a. Fig. 1 b.

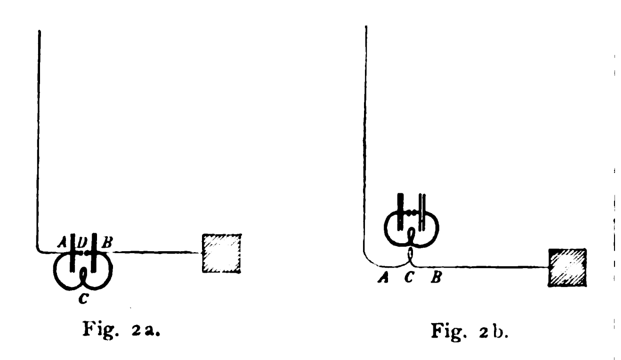


Fig. 2 a. Fig. 2 b.

Die Länge des Ansatzdrahtes richtet sich cet. par. nach der Grösse der angehängten Kapazität. In dem einen Grenzfall, wenn diese verschwindend klein bezw. eine Platte oder etwas Entsprechendes gar nicht angehängt ist, muss die Länge des Ansatzdrahtes gleich der Länge des Senderdrahtes sein (Fig. 3 a und 3 b). Je grösser die Kapazität gewählt wird, um so mehr ist die Länge

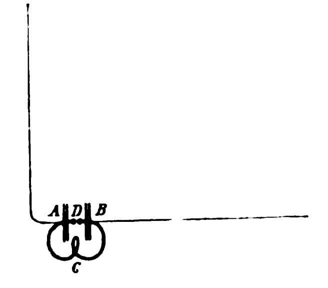


Fig. 3 a.

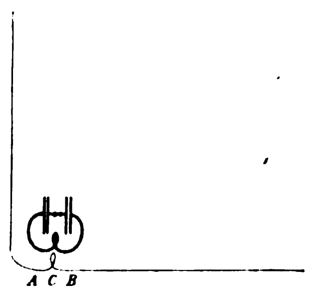


Fig. 3 b.

des Ansatzdrahtes zu verkürzen [1]), im zweiten Grenzfall, wenn die Kapazität sehr gross genommen wird (Erde), auf ein sehr kleines Stück zu reduzieren (Fig. 4 a bezw. 4 b).

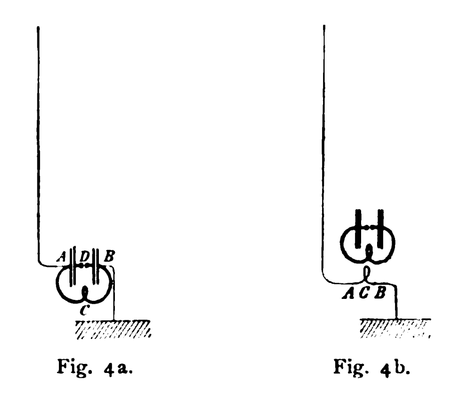


Fig. 4 a. Fig. 4 b.

Die Frage, warum ein solcher Ansatz nötig ist, ist schon häufig [2]), ganz besonders in dem durch Fig. 4 a und b dargestellten Spezialfall aufgeworfen worden. Eine genügende Erklärung

1) Vgl. z. B. F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft. Leipzig 1901, S. 63.

2) Bei vielen Sekundärwindungen kann man auch bei der Schaltung (Fig. 1 b) kräftige Schwingungen auf dem Sender erhalten; dieselben werden aber auch in diesem Falle durch einen Ansatzdraht verstärkt.

1) Vgl. darüber F. Braun, Ann. Phys. 8, 208 f., 1902, und P. Drude, Ann. Phys. 11, 957 ff., 1903.

2) Vgl. z. B. F. Braun, Drahtlose Telegraphie etc. S. 63; Ann. Phys. 8, 208, 1902; A. Koepsel, „Spielt die Erde bei der drahtlosen Telegraphie eine wesentliche Rolle?“ Dinglers polytechn. Journal, Bd. 318, Heft 25, 1903; G. Voller, diese Zeitschr. 4, 411, 1903. — Bei der Frage, welche Bedeutung der Erde bei der drahtlosen Telegraphie zukommt, ist zu unterscheiden: 1. Welche Rolle spielt die Erdung irgend eines Teiles des Senderapparats für die Schwingung (Strömung, Spannungsverteilung etc.) auf dem Sender selbst? 2. Welche Rolle spielt die Erde für das elektromagnetische Feld in grosser Entfernung vom Sender, insbesondere die Fortleitung der elektromagnetischen Wellen? Mit der zweiten Frage hat das Folgende nichts zu thun.

hat sie aber meines Wissens bis jetzt nicht gefunden. Die Frage soll deshalb im folgenden besprochen werden unter der speziellen Voraussetzung, dass zwischen Kondensatorkreis und Sender eine so lose Koppelung besteht, dass die Rückwirkung des Senders auf den Kondensatorkreis vernachlässigt werden kann.

1. Vorerst ist bezüglich der direkten Schaltung das Folgende zu bemerken. Setzt man die Differentialgleichungen einmal für die direkte Schaltung (z. B. Fig. 3 a) und dann für die entsprechende induktive Schaltung (z. B. Fig. 3 b) an, so sieht man unmittelbar, dass die beiden Fälle nahezu Identisches ergeben. Der einzige Unterschied ist der: zu dem Glied, welches bei der induktiven Schaltung die wechselseitige Induktion („magnetische Koppelung“ [1]) zwischen Kondensatorkreis und Sendersystem (Sender, Sekundärspule, Ansatzdraht) ausdrückt, kommt bei der direkten Schaltung noch ein Glied hinzu, das von der „galvanischen Koppelung“ herrührt. [2]) Man ist demnach berechtigt, auch bei der direkten Schaltung gerade so wie bei der induktiven zwei Systeme zu unterscheiden: a) Kondensatorkreis $ACBD$ (Fig. 2 a, 3 a, 4 a); b) Sendersystem: Senderdraht, Teil ACB des Kondensatorkreises, Ansatzdraht evtl. mit Platte. Es ist aber im allgemeinen bei der Wirkung der beiden Systeme auf einander nicht nur die zwischen ihnen bestehende magnetische Koppelung, sondern auch noch die galvanische in Betracht zu ziehen. [3])

2. Sodann sind wesentlich für das Folgende zwei Punkte:

a) Bei der Grundschwingung eines Oszillators, der aus einem einfachen Drahte besteht, liegt der Strombauch in der Mitte des Drahtes. Wird an den Draht einseitig eine Kapazität (Platte) angehängt, so rückt der Strombauch um so mehr nach dieser Kapazität hin, je grösser cet. par. [4]) diese Kapazität ist. Die Stromkurve eines einfachen Drahtes ist also annähernd diejenige von Fig. 5, diejenige eines Drahtes mit angehängter mittlerer Kapazität diejenige von Fig. 6, eines Drahtes mit angehängter sehr grosser Kapazität diejenige von Fig. 7.

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. **61**, 151 ff., 1897.

2) Herr Dr. Mandelstam ist mit einer theoretischen Behandlung der direkten und induktiven Anordnung bei beliebiger Koppelung beschäftigt. Ich gehe deshalb auf diese Beziehungen nicht näher ein: sie werden in der Arbeit von Herrn Dr. Mandelstam in allgemeinerer Weise besprochen werden.

3) Dass die Wirkung der galvanischen Koppelung gegenüber derjenigen der magnetischen Koppelung in allen praktisch wichtigen Fällen verschwindet, ist für das Folgende ohne Bedeutung. — Eine andere Auffassung der direkten Schaltung als die eben gegebene ist von Graf Arco (Elektrotechn. Zeitschr. 1903, S. 6 ff.) vertreten, aber von G. Seibt (diese Zeitschr. **4**, 485, 1903) widerlegt worden.

4) Thatsächlich kommt es zweifellos nicht nur auf die elektrostatische Kapazität an.

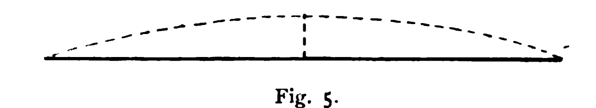


Fig. 5.

b) Ist bei den Eigenschwingungen des sekundären Systems die Strömung auf demselben nicht quasistationär und ist

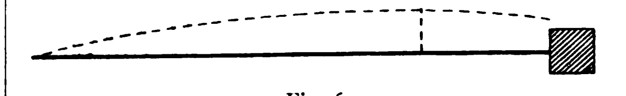


Fig. 6.

die Koppelung zwischen Primär- und Sekundärsystem eine magnetische oder eine galvanische, so muss das Pri-

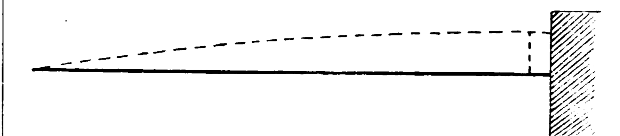


Fig. 7.

märsystem an einer Stelle angebracht sein, an welcher ein Strombauch der Eigenschwingung des Sekundärsystems, die erregt werden soll, liegt. Je näher das Primärsystem einem Stromknoten liegt, um so geringer ist die Wirkung.

Von diesen Sätzen ist a genügend bekannt oder aus bekannten Beziehungen unmittelbar abzuleiten. [1]) Satz b ergiebt sich am einfachsten, wenn man das von Lord Rayleigh für mechanische Schwingungen angegebene Verfahren [2]) auf den vorliegenden Fall überträgt.

1) Vgl. M. Abraham, Wied. Ann. **66**, 435, 1898, Ann. Phys. **2**, 32, 1900; A. Slaby, Elektr. Zeitschr. 1902, S. 165 ff.; P. Drude, l. c.

2) Lord Rayleigh, Theory of Sound. Vol. I. 2. Aufl. S. 97 ff., 1894. — In dem speziellen Falle von Fig. 3 b hat F. Braun (Drahtl. Telegr. S. 39 f.) darauf hingewiesen, dass die Verhältnisse analog liegen wie bei einer Stahlsaite, die durch einen Elektromagneten in mechanische Schwingungen versetzt wird. „Wenn wir die elektrische Strömung im Sender akustisch mit den Amplituden vergleichen, so verhält sich der Sender wie eine an beiden Enden befestigte Saite ..., repräsentiert also, wenn er — wie gewöhnlich — an beiden Enden frei in die Luft endet, eine halbe Wellenlänge oder ein Multiplum derselben. Der eine Teil derselben befinde sich vor den lang ausgestreckten Polen eines Elektromagneten. Man errege denselben plötzlich durch einen Wechselstrom, der aber ziemlich schnell abfalle. Die Bewegung, in welche die Saite dadurch gerät, wird ein ungefähres Bild von dem elektrischen Strömungszustand des Senderdrahtes geben. Der elektromagnetisch erregte Teil der Saite entspricht der induktiv erregten Senderpartie. Das Bild ... genügt ..., um den folgenden Schluss zu ziehen. Will man möglichst grosse Schwingungen auf der Saite erzielen, so wird man sie in der Mitte, nicht in der Nähe des Endes erregen. Und dies bestätigt sich im elektrischen Versuch.“ In einem anderen speziellen Fall induktiver Erregung hat F. Braun schon darauf aufmerksam gemacht, dass es auf die Lage des Strombauchs ankommt (Drahtl. Telegr. S. 63): „Man kann den Sender auch derart dimensionieren, dass er (wieder zusammen

Es bezeichne i den gesamten Strom durch einen Querschnitt des Sendersystems, x den längs des Drahtes gemessenen Abstand dieses Querschnitts von einem festen Querschnitt. Dann gilt bei stehenden Schwingungen des Systems für i eine Gleichung von der Form

$$i = f_1(x) \cdot \psi_1(t) + f_2(x) \cdot \psi_2(t) + \cdots,$$

wenn die $f(x)$ Funktionen des Abstandes x, die ψ Funktionen der Zeit t allein bedeuten. Handelt es sich nur um eine einzige Schwingung, so reduziert sich diese Gleichung auf

$$i = f(x) \cdot \psi(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$f(x)$ giebt die Verteilung der Stromamplitude auf dem Sendersystem, $f(x) = 0$ die Stromknoten $\partial f(x)/\partial x = 0$ die Strombäuche.

Bei freien Schwingungen des Sendersystems ist $\psi(t)$ von der Form

$$\psi = \psi_o \cdot e^{\iota(\nu + \iota\delta) \cdot t}$$

($\iota = \sqrt{-1}$, ν/π = Wechselzahl, δ = Dämpfungsfaktor). Zwischen ψ, $\frac{\partial \psi}{\partial t}$ und $\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$ muss also eine lineare Differentialgleichung der Form

$$a \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + b \frac{\partial \psi}{\partial t} + c\,\psi = 0 \quad . \quad . \quad (2)$$

bestehen; a, b, c bedeuten darin Konstante des Systems, durch welche die Grösse von ν und δ bestimmt ist. Zu derselben Differentialgleichung muss man gelangen, wenn man die Bedingung ausdrückt, dass in jedem Zeitelement dt der Energieverbrauch gleich der Abnahme des Energievorrats im System ist, d. h.

$$L\,dt + \delta W = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wenn L den Energieverbrauch pro Zeiteinheit, W den gesamten Energievorrat zur Zeit t bedeutet. Gleichung (3) führt auf Gleichung (2) dann, wenn

$$L = b\,\psi^2$$

$$W = \frac{1}{2}\,a\,\psi^2 + \frac{1}{2}\,c\left\{\int_0^t \psi\,dt\right\}^2$$

ist.

Ist das Sendersystem mit einem Kondensatorkreis gekoppelt, so besteht die Wirkung dieser Koppelung, gleichgültig, ob es magnetische oder galvanische Koppelung ist, darin, dass auf einer gewissen Länge, etwa zwischen $x = x_1$ und $x = x_2$ [1]), eine elektrische Feldintensität erzeugt wird, deren Komponente längs des Sendersystems E sei. Die Energie L_a, die dadurch dem Sendersystem pro Zeiteinheit zugeführt wird, ist

$$= \int_{x_1}^{x_2} E_x \cdot i\,dx\,^{1)},$$

wenn E_x den Wert von E an der Stelle x bezeichnet. Jetzt tritt an Stelle von Gleichung (3)

$$L\,dt + \delta W = L_a\,dt$$

und an Stelle von Gleichung (2)

$$a \frac{\partial_2 \psi}{\partial t^2} + b \frac{\partial \psi}{\partial t} + c\psi = \frac{\partial}{\partial t} \int_{x_1}^{x_2} E_x \cdot f(x)\,dx \quad (4)$$

E ist im vorliegenden Falle von der Form

$$E = F(x) \cdot \Psi(t);$$

andererseits enthält $\frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}$, $\frac{\partial \psi}{\partial t}$, ψ als Faktor die Stromamplitude ψ_o. Es folgt also aus Gleichung (4)

$$\psi_o \sim \int_{x_1}^{x_2} F(x),\ f(x) \cdot dx.$$

Übersichtlich werden die Verhältnisse einmal, wenn E auf der ganzen Länge, auf welcher das Sendersystem der Wirkung des Kondensatorkreises ausgesetzt ist, konstant ist: F_x = constans = F_o. Das tritt bei der direkten Schaltung annähernd ein, wenn der Draht ACB kreisförmig, von gleicher Dicke und gleichem Material ist, bei der induktiven Schaltung, wenn Primär- und Sekundärwindung koaxiale Kreise bilden. Es trifft also annähernd zu in den praktisch fast ausschliesslich in Betracht kommenden Fällen. Dann wird

$$\psi_o \sim F_o \cdot \int_{x_1}^{x_2} f(x)\,dx.$$

Ebenso einfache Beziehungen liefert der 2. Spezialfall: die Strecke $x_1 - x_2$ gegenüber der Wellenlänge der Schwingung so klein, dass $f_{(x)}$ auf dieser Strecke als merklich konstant $= f_{(x)_0}$ betrachtet werden darf. Praktisch wird dies bei loser Koppelung fast immer zutreffen. Dann ist

$$\psi_o \sim f(x)_0 \int_{x=x_1}^{x=x_2} F(x)\,dx.$$

Im ersten Falle wird

$$\int_{x_1}^{x_2} f(x)\,dx,$$

im zweiten $f_{(x)_0}$, in beiden Fällen also die Stromamplitude ψ_o ein Maximum, wenn x_1 und x_2 auf beiden Seiten eines Strombauches liegen.

mit der Spule) eine ganze Wellenlänge darstellt. Die Erregerspule liegt dann am besten an einem Strommaximum oder wenigstens in der Nähe desselben; oder sie ist verteilt auf zwei Stellen in der Nähe solcher Punkte."

1) In den Figuren 1—4 würde $x = x_1$ dem Punkt A, $x = x_2$ dem Punkt B oder umgekehrt entsprechen.

1) Dabei ist darauf, dass E und die Strömung auf einem Drahtquerschnitt nicht gleichförmig ist, keine Rücksicht genommen. Die Berücksichtigung dieser Ungleichförmigkeit ändert nichts Wesentliches.

Je näher die Strecke $x_1 - x_2$ d. h. der erregende Kondensatorkreis einem Stromknoten gerückt wird, um so kleiner wird ψ_o. ψ_o verschwindet vollkommen, die Schwingung auf dem Sender wird überhaupt nicht erregt, wenn x_1 und x_2 symmetrisch zu einem Stromknoten liegen und die Stromkurve selbst symmetrisch zu einem Stromknoten verläuft.

3. Die Anwendung der Sätze **2** a und **2** b ergiebt unmittelbar eine Erklärung der anfangs besprochenen Erfahrungsthatsache.

In Fig. 1a und 1b ist das System, welches in Schwingung versetzt werden soll, ein einfacher Draht. Der Kondensatorkreis, der diese Schwingungen erregen soll, liegt aber an einer falschen Stelle, nämlich in der Nähe des Drahtendes, also eines Stromknotens.

In Fig. 2a und 2b wird ebenfalls ein aus einem einfachen Draht gebildetes Sendersystem in Schwingungen versetzt: hier aber liegt der Kondensatorkreis richtig in der Mitte des Systems, also einem Strombauch.

Wirksame Schaltungen stellen auch die Anordnungen Fig. 3a und 3b bezw. 4a und 4b dar. Das Sendersystem besteht hier aus einem Draht mit einseitig angehängter Kapazität. Nach Nr. **2** a kann aber die Länge des Ansatzdrahtes bei vorgegebener Kapazität (oder umgekehrt) stets so gewählt werden, dass an die Stelle, an welcher der Kondensatorkreis angelegt ist, ein Strombauch zu liegen kommt.

Strassburg i. Els., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 18. August 1903).

BESPRECHUNGEN.

E. v. Lommel, Lehrbuch der Experimentalphysik. 8. und 9. neubearbeitete Auflage. Herausgegeben von W. König. X u. 592 S. Leipzig, J. A. Barth, 1902. M. 6,40; geb. M. 7,20.

Schon zwei Jahre nach der 7. Auflage ist diese Doppelauflage nötig geworden, ein Beweis, dass das bewährte Buch auch unter dem neuen Herausgeber sein Ansehen zu erhalten wusste. Jetzt sind, namentlich in der Elektrizitätslehre, einige Kapitel eingefügt über Röntgen- und Becquerelstrahlen, über das sprechende Licht, über elektrische Schwingungen, über die Strahlungsgesetze, während andere, die dem Rahmen der Experimentalphysik ferner liegen, weggelassen sind. Der Herausgeber hat es verstanden, durch diese Hinzufügungen in der für das Lommelsche Buch charakteristischen prägnant anschaulichen Kürze die bekannte Reichhaltigkeit des Inhaltes bis an die Schwelle der Gegenwart heran zu erhalten; wird doch sogar über die Elektronentheorie und den Zeemaneffekt das Grundlegende erwähnt. Die im Text auf Seite 563 stehengebliebene Schreibweise Zeemann, die man leider so oft gedruckt sehen muss, ist hier selbstverständlich einem Druckfehlerteufel zu verdanken, wie die richtige Schreibweise im Namensverzeichnis zum Überfluss beweist. H. Th. Simon.

(Eingegangen 25. Mai 1903.)

J. Zacharias, Elektrische Verbrauchsmesser der Neuzeit für den praktischen Gebrauch dargestellt. Mit 194 Abbildungen im Text und zahlreichen Tabellen. XII u. 351 S. Halle, Wilhelm Knapp. 1901. Preis M. 15.—.

Die elektrischen Verbrauchsmesser sind nicht nur vom Standpunkte der Praxis äusserst wichtige Apparate, sondern sie bieten auch in physikalischer und konstruktiver Hinsicht ungemein viel Interessantes und Belehrendes. Eine grosse Summe von Intelligenz und Scharfsinn steckt in den zahlreichen Konstruktionen. So ist es in der That ein sehr verdienstvolles Werk von dem Verfasser, wenn er in dem vorliegenden vortrefflich ausgestatteten Buche die gangbarsten Typen von Verbrauchsmessern beschrieben hat. Am Schlusse des ersten Teiles wird auch über das Eichen der Zähler das Wichtigste gesagt. Der zweite Teil bringt Auszüge aller deutschen Patente, die auf Verbrauchsmesser Bezug haben. Das Buch ist eine wertvolle Bereicherung unserer elektrotechnischen Litteratur. Allerdings hat der Verfasser, wie fast alle unsere gegenwärtigen elektrotechnischen Autoren, nicht verstanden, die Fülle des Einzelmaterials unter grossen prinzipiellen Gesichtspunkten zu begreifen. In dieser Hinsicht können uns die Franzosen nicht genug zum Muster dienen, die ihre alte klassische Begabung, vortreffliche Darstellungen physikalischer Dinge zu schreiben, auch auf die Elektrotechnik übernommen haben. Gerade über die Verbrauchsmesser existiert eine solche äusserst elegante und lehrreiche Monographie von P. Janet in Journ. de Physique (3), **10**, 717, 1901. Hoffentlich kann der Verfasser in einer zweiten Auflage bald im Sinne dieses Vorbildes sein Buch noch verbessern; darin dürfte z. B. auch die störende Typenverwechslung von *I* mit Zahl 1, die auf Seite 11 und 12 die Theorie des Aronzählers entstellt, korrigiert werden.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 25. Mai 1903.)



K. T. Fischer, Der naturwissenschaftliche Unterricht in England, insbesondere in Physik und Chemie. VIII u. 94 S. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1901. Geb. M. 3,60.

Die Frage der Schulreform hat in Preussen durch den letzten kgl. Erlass über die prinzipielle Gleichberechtigung von Gymnasium und Oberrealschule die Lösung gefunden, mit der jede Richtung zufrieden sein kann. Nun mag jede von den beiden Bildungsmächten die Kraft ihres Ringes erweisen. Nicht nur für die humanistischen und die naturwissenschaftlich-mathematischen Real-Mittelschulen, sondern auch für die naturwissenschaftlichen Gruppen der Universität sind mit der Festlegung dieser Operationsbasis gewisse pädagogische Momente in den Vordergrund gerückt. Die Realschulmänner haben zu trachten, den Bildungswert der Naturwissenschaften in möglichster Vollendung zur Geltung kommen zu lassen, die Universität hat die künftigen Oberlehrer mit dem entsprechenden Rüstzeug zu versehen.

Für beide Teile bringt das vorliegende Buch reiche und beherzigenswerte Anregung, indem es das Resultat ähnlich gerichteter Bestrebungen in England auf Grund einer gewissenhaften Studienreise des Verfassers zusammenstellt. In England hat man den Bildungswert der Naturwissenschaften durch die sogenannte „heuristische Methode“ aufs reichste zu entfalten gesucht. Man lässt den Schüler von Anfang an alles selbst finden, und zwingt ihn so durch richtig organisierte Praktika, an allem Unterrichte lebendig teilzunehmen, ihn fruchtbar zu verarbeiten. Ist eine derartige Anschauungsmethode bei uns ja keineswegs unbekannt, so zeigt doch das Fischersche Buch, wie ausgedehnt sie auch in Physik und Chemie, ja sogar in Mathematik angewendet werden kann und fruchtbar in England angewendet wird.

Jeder, der sich für die Frage des praktischen Physikunterrichtes interessiert, wird das Fischersche Buch mit vielem Gewinn lesen.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 25. Mai 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Baurat Kübler zum Professor für Eisenbahn- und Strassenbau, im Bedarfsfall auch Tunnelbau, an der Technischen Hochschule in Stuttgart, der Chemiker Dr. Eberhard Hackeloer, gen. Köbbinghoff zum Betriebschemiker bei der königlichen Porzellanmanufaktur in Berlin, der bekannte Luftschiffer und ständige Mitarbeiter der königlichen meteorologischen Anstalt, Arthur Berson zum Professor.

Einen Ruf als a. o. Professor der Chemie an die Universität Würzburg erhielt der Privatdozent an der Göttinger Universität Dr. phil. W. Manchot.

Der frühere o. Professor an der Technischen Hochschule in Wien, Hofrat Dr. G. A. v. Petschka, ist, 73 Jahre alt, gestorben.

Berichtigungen.

In dem Artikel „Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionengeschwindigkeit in der Atmosphäre“ von H. Gerdien, diese Zeitschrift **4**. Nr. 23, S. 634 zweite Spalte, muss es im Zähler des Ausdruckes für $\varepsilon \,.\, V_p\, n_p$ statt $lg V_2' \,.\, lg V_2''$ heissen $lg V_2' - lg V_2''$ und in der gleichen Spalte Zeile 30 von unten 1903 statt 1901

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. | 1. Oktober 1903. Redaktionsschluss für No. 26 am 14. Oktober 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Messungen von Potentialdifferenzen mittels Kollektoren unter besonderer Berücksichtigung von radioaktiven Substanzen.

Von F. Linke.

Vergleichungen von Kollektorarten sind in den letzten Jahren verschiedentlich veröffentlicht worden.[1]) Die Einführung der Radium- und Poloniumkollektoren in die luftelektrischen Messungen veranlassten mich jedoch zur Wiederaufnahme der Untersuchungen.

Das Prinzip der Messung ist folgendes: In das zu untersuchende elektrostatische Feld wird ein isolierter Leiter gebracht. Im allgemeinen wird dadurch das Feld gestört und auf dem Leiter eine elektrische Flächendichte hervorgerufen. Entsteht nun an einer Stelle (gewöhnlich da, wo die Flächendichte am grössten ist) ein Ausgleich, sodass hier $\frac{dV}{dn} = 0$ wird, so nimmt der isolierte Körper ein Potential an, welches demjenigen sehr nahe kommt, das an der betreffenden Stelle herrschen würde, wenn der Kollektor nicht vorhanden wäre. Die Kollektoren sind nämlich so konstruiert, dass die geringen Ladungen auf ihnen selbst vernachlässigt werden können. Die Ladungen sind ja in der Nähe der Ausgleichsstelle am kleinsten und ihr Potential an der Ausgleichsstelle ist umgekehrt proportional der Entfernung von ihr.

1) V. Conrad, Wien. Ber. 111 [IIa], 1902; F. Henning, Ann. d. Phys. 7, 893 ff., 1902; F. Linke, Diss. Potsdam 1901; vgl. auch H. Ebert, Beitr. z. Geoph. 6, 75 f., 1903.

Den Ausgleich erreicht man gewöhnlich auf zweierlei Weise:

Erstens durch Abfliessenlassen leitender Flüssigkeiten (Tropfkollektoren). Der isolierte Körper besteht dann aus einem Wassergefäss, aus dem an der Stelle, wo der Ausgleich erfolgen soll, Wasser oder Alkohol abtropft. Durch die Tropfen wird Elektrizität weggeschafft, solange eine Flächenbelegung vorhanden ist.

Zweitens dadurch, dass man an der Ausgleichsstelle radioaktive Substanzen anbringt, welche die umgebende Luft stark ionisieren (Radium- oder Flammenkollektoren). Dann wird infolge des am Kollektor herrschenden Feldes ein Teil der ungleichnamigen Ionen herangezogen und ihre Ladung ausgeglichen.

Beide Arten von Kollektorwirkungen lassen sich durch dieselbe Differentialgleichung ausdrücken

$$\text{(I)} \qquad \frac{dV}{dt} = -\frac{c}{C} V,$$

welche aussagt, dass die Verminderung von V, der zwischen dem Kollektor und dem elektrischen Felde an der Abtropfstelle bestehenden Potentialdifferenz, in der Zeiteinheit proportional ist mit V und umgekehrt proportional mit C, der Kapazität des ganzen Kollektors.

c hat für Tropf- und Ionenkollektoren verschiedene Bedeutung: Bei Tropfkollektoren ist c einfach die Kapazität des in der Zeiteinheit dt abfliessenden Wassers. Doch gilt die Gleichung — bei schwachen Feldern — auch für die Kol-

lektoren, die auf künstlicher Ionisierung der die Ausgleichsstelle umgebenden Luft beruhen, wenn man berücksichtigt, dass die Anzahl der zum Ausgleich herangezogenen Ionen und damit $\frac{dV}{dt}$ der noch vorhandenen Potentialdifferenz proportional ist, und wenn man unter c diesen Proportionalitätsfaktor versteht. Bei starken Feldern und schwacher Ionisierung würde anfangs Sättigungsstrom eintreten, wodurch der Ausgleichungsvorgang verlangsamt würde, andererseits könnte letzterer durch Spitzenentladungen beschleunigt werden. Dieses sind die Fälle, für welche obige Differentialgleichung nicht gilt.

Durch Integration von (I) kommt

$$V_t = V_0 e^{-\frac{c}{C}(t-t_0)}. \tag{II}$$

(Wenn $\frac{c}{C}$ eine kleine Grösse ist, kann unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung

$$e^{-\frac{c}{C}} = 1 - \frac{c}{C},$$

gesetzt werden, woraus für $t_0 = 0$

$$V_t = V_0 \left(1 - \frac{c}{C}\right)^t \tag{III}$$

hervorgeht, eine Formel, die früher von mir benutzt ist.)

Es ist ersichtlich, dass V_t, die noch bestehende Potentialdifferenz nach Verlauf der Zeit t, erst für $t = \infty$ Null wird. Für praktische Zwecke muss daher der V_t / V_0 einer Grösse gleich gesetzt werden, die für die in Betracht kommende Messung klein genug ist. In der Luftelektrizität genügt es gewöhnlich vollauf, wenn die anfängliche Spannung bis auf 1 Proz. ausgeglichen ist. Wenn man die hierzu nötige Zeit, die „praktische Ladungsdauer" mit T bezeichnet, ergiebt sich aus (II) die zur Rechnung sehr bequeme Gleichung

$$T = \frac{2C}{0{,}4343\, c}. \tag{IV}$$

Da C gegeben oder doch ohne weiteres messbar ist, braucht man nur die Grösse c, welche man „Ladungs- oder Entladungskoeffizient" nennen kann, zu suchen, um T berechnen zu können. Für die Kollektormessungen ist es von grösster Wichtigkeit, dass T möglichst klein ist, da mit der Schnelligkeit der Ladethätigkeit der Einfluss mangelhafter Isolation (Hartgummi, Bernstein, Luft) verringert wird, mit der bei elektrostatischen Messungen stets zu kämpfen ist. Ferner ist es für Registrierung des atmosphärischen Potentialgefälles notwendig, dass auch die schnellen Schwankungen angegeben werden.

Der erste Teil der mitzuteilenden Untersuchungen besteht daher in der Bestimmung von c und T.

Der Ladungskoeffizient c wurde gewöhnlich nach (I) berechnet, indem für die Differentiale endliche Grössen eingesetzt wurden,

$$c = \frac{2c}{n} \cdot \frac{V_t - V_{t+n}}{V_t + V_{t+n}}.$$

Hiervon wurden V_t und V_{t+n} am Elektrometer festgestellt, t in Sekunden ausgedrückt und $n = 10$ resp. 20 Sekunden genommen.

Es wurden folgende Arten von Kollektoren miteinander verglichen:

A. Tropfkollektoren.

1. Ein gewöhnlicher Tropfkollektor, wie er bei Ballonfahrten mit luftelektrischen Messungen oft verwandt wurde: Von einer dünnen Schnur tropften in der Minute 80—100 ccm Wasser ab.

2. Ein Druckkollektor, wie er bei Ballonfahrten von Göttingen aus verwandt wurde: Aus einem 2 mm weiten Bleirohre von 16 m Länge flossen durch eine Öffnung von 0,1 mm in der Minute 16 ccm Wasser (oder Alkohol) ab.

3. Ein Spritzkollektor: In einem Wasserzerstäubungsapparate, der von der Firma Mosdorf & Hochhäusler in Berlin unter dem Namen „Kühleborn" in den Handel gebracht ist, wurden 2 l Wasser durch eine Luftpumpe unter hohen Druck gesetzt, die dann in 4 Minuten durch viele feine Öffnungen ausspritzten (also 500 ccm pro Minute). Der „Kühleborn" ist eine Hohlkugel von 18 cm Durchmesser, die oben eine 8 cm lange Spritze hat.

4. Derselbe Spritzkollektor mit der Abänderung, dass in jeder Minute nur 45 ccm aus drei feinen Öffnungen aussprudelten.

B. Radium- und Flammenkollektoren.

5. Der bekannte von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig bezogene Flammenkollektor.

6. Ein Wismutpoloniumstab, der dem Verfasser von der Firma R. Stahmer in Hamburg zur Untersuchung freundlichst überlassen wurde. Er war $1\frac{1}{2}$ Jahr alt und 10 Monate an der Nordseite des Geophysikalischen Instituts in Göttingen zur Registrierung des Potentialgefälles der Witterung ausgesetzt gewesen, ohne dass sich seine Wirksamkeit merklich vermindert hätte.

7. Etwa 6 Monate alte Radiumpräparate von der Braunschweiger Chininfabrik (je 1 mg Radiumbromid in Glasröhrchen eingeschmolzen), die an Stahldraht aufgehängt waren.

8. Dieselben Radiumpräparate, von Bleihüllen so umschlossen, dass die Strahlung auf einen kleinen Raum beschränkt, die Luftcirkulation jedoch nicht wesentlich beeinträchtigt wurde.

Zur Messung waren die Kollektoren 1, 2, 5 in einen isolierten und auf bekanntes Potential geladenen Drahtkasten ($100 \times 100 \times 150$ cm) getaucht. Da die radioaktiven Substanzen in-

folge der bekannten „Käfigwirkung“ eine zu grosse räumliche Ladung im Innern dieses Kastens hervorriefen, wodurch das Potential im Innern um mehr als 20 Volt verschieden von demjenigen war, auf dem der Kasten durch Akkumulatoren gehalten wurde, stellte ich für deren Untersuchung das Feld durch eine 100 × 150 cm grosse isolierte und geladene Drahtfläche her, über der die Kollektoren 7 und 8 in einer Entfernung von 30 bis 40 cm aufgehängt waren. Bei 3, 4 und 6 wurde das Erdfeld benutzt.

Art des Kollektors	Ladungskoeffizient c in cm	Praktische Ladungsdauer T für $C = 100$ cm in Sekunden	Bemerkungen
1. Tropfkollektor	6,9	67	Wasserverbrauch p. Min. 80—100 ccm
2. Druckkollektor	46	10	16
3. Spritzkollekt. I	50	9	500
4. Spritzkollekt. II	33	14	45
5. Flammenkoll.	2,3—2,6	200—176	Bei ruhiger Luft
6. Wismut-Poloniumstäbchen	3—4	154—115	Bei gering. Windgeschwindigkeit
7. Radiumpräp. (frei)	4,7—5,0	98—92	Bei ruhiger Luft
8. Radiumpräpar. in Bleihüllen	1,0	460	

Der Ladungskoeffizient giebt den besten Anhalt für die Wirksamkeit eines Kollektors, da er unabhängig von der Kapazität, der anfänglichen Potentialdifferenz und der geforderten Genauigkeit (hier 1 Proz.) ist. Seine Dimension ist die einer Länge. Er giebt die Kapazität des Trägers der Elektrizitätsmenge an, die in der Zeiteinheit fortgeschafft wird. Mängel der Isolation und Ladungsverlust durch die natürliche Ionisation der Luft können auf gleiche Weise bestimmt und ausgedrückt werden. Sie sind als Korrektionsgrössen an c additiv anzubringen. Dass die Schnelligkeit der Wirkung des Kollektors abhängig ist von der Flächendichte am Ausgleichspunkte, also von seiner Form, ist schon oben erwähnt worden.

Für Tropfkollektoren ist c bei gleicher Ausflussmenge umgekehrt proportional mit dem Quadrate des Durchmessers der einzelnen Tropfen, weil die Kapazität eines Tropfens mit dem Durchmesser, sein Volumen aber mit der dritten Potenz des Durchmessers variiert. Dadurch erklärt sich der hohe Wert von c bei der zweiten Kollektorart, welche die kleinste Ausflussöffnung hatte.

Die Wirksamkeit der Radium- und Flammenkollektoren weist eine starke Abhängigkeit von der Luftbewegung auf. Zu der Bewegung der Ionen in Richtung der Kraftlinien auf den Kollektor zu, kommt noch eine Komponente in der Richtung der Luftbewegung, so dass nur ein Teil von ihnen den Kollektor trifft. Mit den Radiumpräparaten 7 und 8 wurden folgende Beobachtungen gemacht:

Kollektor	Der Ladungskoeffizient c bei einer Luftbewegung von		
	0 m	1,2 m	4,0 m p. sec.
7. Radium (frei) . . .	5,0	2,7	2,3
8. Radium in Bleihüllen	1,0	0,8	0,7

Die Ursache dieses Verhaltens der Radiumkollektoren lässt der zweite Teil der Untersuchungen erkennen, in dem die Lage desjenigen Punktes am Kollektor, an dem der Ausgleich schliesslich erfolgt ist, und die Genauigkeit, mit der das Potential des Feldes an dieser Stelle wiedergegeben wird, gesucht wurde.

Die Angaben der Tropfkollektoren waren niemals nachweisbar verschieden von den Potentialen, die an der Abtropfstelle herrschten. Hingegen waren die Verhältnisse sehr verwickelt und ungünstig bei Flammen und radioaktiven Substanzen. Während bei Tropfkollektoren die weggeschafften Elektrizitätsmengen an den Tropfen haften und mit ihnen herabfallen, ohne dass sie noch berücksichtigt werden müssen, ist bei der zweitgenannten Art genau zu beachten, wo die weggeschaffte Elektrizität bleibt. Verschwindet sie auf dem langwierigen Wege der Diffusion, so bilden sich räumliche Ladungen, die sogar das durch eine geladene Fläche hergestellte Feld um mehr als 10 Volt änderten. Das so veränderte Potential wurde allerdings mit vollkommener Genauigkeit wiedergegeben, doch schwankte der Betrag der Störung.

Sehr viel kleiner wurden diese Störungen des ursprünglichen Feldes, wenn eine künstliche oder natürliche Luftbewegung die erzeugten Ionen teilweise wegschaffte.

Um die dabei auftretenden Verhältnisse zu übersehen, muss man daran denken, dass nicht nur in der allernächsten Umgebung der radioaktiven Substanz oder der Flamme die Luft eine grosse Leitfähigkeit besitzt, sondern dass auch an den entfernter liegenden Teilen des Kollektors (z. B. dem Zuleitungsdraht zum Elektrometer) ein Ionenaustausch stattfindet. Dieser ist proportional der Ionenanzahl und der Feldstärke. Erstere nimmt zwar proportional mit dem Quadrate der Entfernung vom Ionisator ab, letztere hingegen proportional mit der Entfernung zu. Also ist der Ladungsaustausch an den übrigen Teilen des Kollektors durchaus nicht zu vernachlässigen. Er wirkt beim Beginn der Ladung im gleichen Sinne, zuletzt ihm entgegen. Der Ladungskoeffizient ist jetzt im Laufe des Prozesses nicht mehr konstant, sondern wird gegen Ende immer kleiner.

Der definitive Gleichgewichtszustand ist nicht etwa der, dass keine Elektrizität mehr vom Kollektor fortgeschafft wird, sondern dass an den übrigen Teilen genau so viel zuströmt, wie an der Ausgleichsstelle und in ihrer unmittelbaren Umgebung abfliesst. Die neutrale Zone,

d. h. derjenige Punkt, dessen Potential der Kollektor schliesslich annimmt, ist dann nicht mehr die Stelle, wo sich die radioaktive Substanz befindet, sondern eine etwas von ihr entfernt liegende.

Existiert nun eine Luftbewegung, so ist der Ladungskoeffizient kleiner. Nach den letzten Ausführungen kann man ihn sich aber aus zwei Teilen bestehend denken: Erstens dem am Ionisator, wo die Ionisierung bei weitem am grössten, das Feld aber im Laufe des Prozesses immer schwächer wird, und zweitens dem an den übrigen Teilen des Kollektors, an denen die Leitfähigkeit der Luft zwar schwächer, die Feldstärke aber grösser ist.

Für vereinfachte Annahmen lässt sich leicht eine exakte Lösung des Problems aufstellen, doch wäre sie ohne praktische Bedeutung. Es soll daher nur das Resultat eines Versuches angeführt werden, das einen Schluss zulässt: Zur Bestimmung des Ionenaustausches, der in einer gewissen Entfernung vom Ionisator vor sich geht, wurden die Radiumpräparate 7 und 8 von einem Drahte, der mit dem Elektrometer verbunden war, 60 cm entfernt aufgestellt. Für verschiedene Windgeschwindigkeiten ergaben sich mit dem Drahte folgende Werte für c.

Kollektor	Der Ladungskoeffizient c bei einer Luftbewegung von		
	0 m	1,5 m	4 m p. sec.
7. Radium (frei) . . .	1,5	0,7	0,6
8. Radium in Bleihüllen	0,4	0,2	0,2

Der Versuch lehrt, dass sich in einer Entfernung von 60 cm vom Radiumpräparat noch ein ganz erheblicher Ladungsaustausch vollzieht, der sehr wohl in Rechnung zu ziehen ist; zweitens, dass dieser bei einer Luftbewegung, welche die Ionen vom Kollektor forttreibt, geringer wird und sich bald einem Grenzwert zu nähern scheint — ähnlich, wie es auch bei dem Einflusse der Luftbewegung auf den Kollektorvorgang (S. 663) festgestellt wurde.

Das von Radiumkollektoren Gesagte gilt im Prinzip auch für die Flamme. Doch tritt hier der günstige Umstand ein, dass durch den Verbrennungsprozess ein aufsteigender Luftstrom hervorgerufen wird, der die erzeugten Ionen mit sich fortnimmt, ohne dass sie mit den übrigen Teilen des Kollektors in Berührung kommen. Dennoch kann man bei Beobachtungen des luftelektrischen Potentialgefälles auf freiem Felde stets die Beobachtung machen, dass jede Änderung des Windes auch Änderungen der Angaben des Kollektors zur Folge hat, die sich nicht gut durch gleichzeitige Variationen des Gefälles erklären lassen.

Als Zusammenfassung der ganzen Versuchsreihe kann also der Satz ausgesprochen werden, dass Radiumkollektoren je nach ihrer äusseren Form ganz verschiedene Resultate geben, die in hohem Masse abhängig sind von Richtung und Stärke der Luftbewegung. Erst von einem grösseren Werte der Windgeschwindigkeit an ist eine weitere Steigerung derselben ohne Einfluss.

Aus diesen Gründen und dem weiteren, dass — wie oben gezeigt ist — Tropfkollektoren bei freien Öffnungen und hohem Drucke viel schnellere und daher einwandsfreiere Resultate geben, sind bei den beiden letzten Ballonfahrten des Geophysikalischen Institutes zu Göttingen nicht Radium-, sondern Tropfkollektoren verwandt worden. Bei Benutzung der letzteren ist auch die Befürchtung ausgeschlossen, dass die im Korbe angestellten Messungen der Ionenanzahl und -beweglichkeit durch die radioaktiven Substanzen, die 15—30 m tiefer hängen, beeinflusst werden könnten.

Göttingen, Geophysikal. Inst. d. Universität, den 15. September 1903.

(Eingegangen 16. September 1903.)

Zur Frage der Mitwirkung der Erdoberfläche bei der Fortpflanzung elektrischer Wellen.
(Zweite Mitteilung.)

Von A. Voller.

Vor einiger Zeit[1]) berichtete ich über einige Versuche, die ich mit dem Seibtschen Demonstrationsapparat für elektrische Wellen ausgeführt hatte, um zu ermitteln, ob die bei der Erdung eines Schwingungskreises, resp. eines Luftdrahtes auftretende wechselnde Elektrisierung der Erdoberfläche bei der Ausbreitung elektrischer Wellen neben der dielektrischen Fortpflanzung im Luftraume eine Rolle spiele. Die Versuche hatten dazu geführt, dies wahrscheinlich zu machen; sie konnten jedoch über die praktisch wichtige Frage, ob der Leitungswiderstand der Erde bei der Ausbreitung der Elektrisierung eine mehr oder weniger schnelle Abschwächung der Wellen herbeiführen werde, keine Auskunft geben. Allerdings hatte sich gezeigt, dass die zum Wellennachweis benutzten Leuchtröhren auf weit grössere Entfernungen zum Leuchten gebracht wurden, wenn sie durch die Wasserleitung an Erde angeschlossen waren, als wenn sie durch abgestimmte Luftdrähte, die von der Erde isoliert waren, erregt wurden. Aber in diesem Falle fand eine durch die zusammenhängenden Wasserleitungsrohre vermittelte metallische Leitung der Elektrizität, keine

1) Diese Zeitschrift **4**, 410, 1903.

wahre Erdleitung statt. Die letztere war dann in meinen Versuchen dadurch erreicht worden, dass Schwingungskreis und Empfänger-Leuchtröhre an getrennte Erdplatten angeschlossen wurden, die im Garten des Laboratoriums eingegraben worden waren.

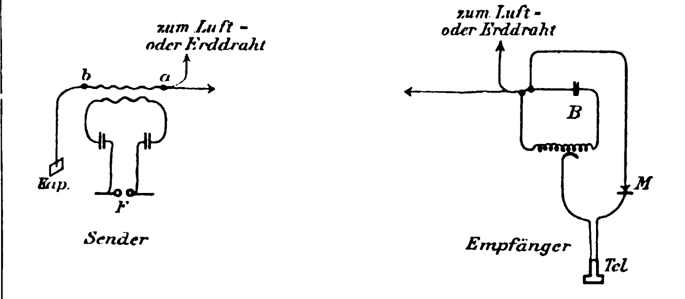
Die im Laboratorium gefundenen Resultate wurden nun zwar, wie ich seiner Zeit mitteilte, bestätigt, — aber es drängte sich nachträglich die Befürchtung auf, dass diese Versuchsanordnung möglicherweise eine Fehlerquelle enthalten habe, die dadurch bedingt sein konnte, dass Schwingungskreis und Leuchtröhren, deren Aufstellung im Garten wegen der für die Beobachtung erforderlichen Verdunkelung nicht möglich war, im ersten Geschoss des Laboratoriums, etwa 7 m über dem Erdboden, standen und durch isolierte Drähte mit den Erdplatten im Garten verbunden waren. Obgleich nun diese Drähte bei den verschiedenen Versuchen von sehr verschiedener Länge und Lage, also keineswegs auf die sehr langen Wellen des Seibtschen Schwingungskreises abgestimmt waren, so schien es auf Grund sonstiger Erfahrungen doch möglich zu sein, dass der zum Garten führende Draht der Leuchtröhre wie ein mangelhaft abgestimmter Luftdraht gewirkt haben könne, d. h., dass er noch genügend erregt worden sei, um das Leuchten der Röhre zu verstärken. Die Versuche waren dann nicht rein verlaufen, also nicht beweisend.

Ich versuchte daher, der Frage auf anderem Wege näher zu kommen und fand schliesslich einen solchen in der Benutzung der von der früheren „Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, System Prof. Braun und Siemens & Halske" als Demonstrationsapparat gelieferten kleinen Doppelstation ihres Systems, deren Luftdrähte $\lambda/4 = 2{,}25$ m Höhe haben. Dieser Apparat ist nur für kleine Energiemengen gebaut und besitzt daher auch nur eine sehr geringe Tragweite, welche die Dimensionen gewöhnlicher Laboratoriumsräume nicht wesentlich überschreitet. Die grösste sichere Telegraphierentfernung im Laboratorium selbst, dessen Zimmerwände wegen der dort verlaufenden mannigfachen metallischen Leitungen absorbierend wirken, betrug bei Anwendung eines Kohärers von mittlerer Empfindlichkeit höchstens 15 m, während im freien Gelände des Gartens eine sichere Morse-Übertragung auf 30—35 m möglich ist. Wurde der von der genannten Gesellschaft ebenfalls gelieferte empfindliche Mikrophonempfänger mit punktförmigem Kohle-Stahlkontakt und telephonischer Zeichengebung benutzt, so wurde die letztere Entfernung im Garten schon erreicht und übertroffen, wenn der kleine Induktor des Senders nur mit 2 Volt betrieben wurde; die Länge der Erregerfunken betrug dann nur 0,2 bis 0,3 mm. Für die beabsichtigten Versuche reichte dies aus; es wurde daher in der Regel mit diesen kleinen Funken und dem Mikrophonempfänger gearbeitet.

Die Apparate wurden nun so verwendet, dass abwechselnd

1. in der gewöhnlichen Weise mit Benutzung beider Luftdrähte, ohne irgend welchen Erdanschluss,
2. nach Entfernung beider Luftdrähte und Ersatz derselben durch Erdplattenanschlussdrähte,
3. nach Ersatz nur des Sender- oder nur des Empfängerluftdrahtes durch je einen Erddraht, und
4. nach Beseitigung sowohl beider Luftdrähte wie beider Erddrähte, telegraphiert wurde.

Die Schaltung der Apparate war hierbei folgende: Wurden die Luftdrähte benutzt, so lag der Senderdraht in der üblichen Weise an der einen Klemme a der Sekundärspule des Transformators, deren zweite Klemme b mit der im Braunschen System benutzten Kapazität verbunden war, ebenso der Empfängerdraht an der Batterie B (ein kleines Trockenelement) des Empfängerkreises, zu dem der Mikrophonkontakt M im Telephonkreise parallel geschaltet ist (s. die schematische Figur). Be-



sondere Versuche zeigten, dass diese Schaltungsweise auch nach Vertauschung der Luftdrähte gegen die Erddrähte am wirksamsten war; es wurden daher bei allen folgenden Versuchen einfach die Luftdrähte und die Erddrähte abwechselnd an den nämlichen Anschlussstellen eingeschaltet, ohne an der sonstigen Schaltung etwas zu ändern.

Bei der Benutzung der Erdplatten erwies sich nun die Länge der Anschlussdrähte in der That als von erheblichem Einfluss. Wiederholt wurden längere Drähte (20—30 m) in verschiedenen Lagen mit 4—5 m Höhenerstreckung angewendet und dann gefunden, dass die Zeichenübertragung im Telephon ungefähr ebenso weit möglich war, als wenn statt dieser Drähte die normalen Luftdrähte von $2\,{}^1/_4$ m senkrechter Höhe ohne Erdanschluss angelegt waren. Wurden aber die Anschlussdrähte der Erdplatten wesentlich, bis auf 1—2 m, verkürzt, so nahm die Telegraphierweite beträchtlich ab und erreichte dann

nicht mehr die bei Anwendung abgestimmter Luftdrähte zulässige Entfernung.

Es war daher notwendig, den für die Versuche sehr störenden Einfluss längerer Erddrähte dadurch zu beseitigen, dass diese möglichst kurz genommen wurden; zu dem Zwecke wurden Sender und Empfänger in unmittelbarer Nähe der eingegrabenen Erdplatten unmittelbar auf ein auf dem Erdboden ruhendes Brett aufgesetzt, so dass der senkrechte Abstand der Anschlussstellen der Drähte vom Boden nur noch etwa 20 cm betrug; dementsprechend war die Länge der erforderlichen Anschlussdrähte nur noch sehr gering.

Die Versuche, die mehrfach wiederholt wurden, verliefen nunmehr ohne merkbare Störungen und ergaben folgendes:

1. Wurde in gewöhnlicher Weise, mit 0,2 bis 0,3 mm Funkenlänge, unter Benutzung der normalen $\lambda/4$-Luftdrähte ohne Erdanschlüsse telegraphiert, so war die Zeichenübertragung im Telephon auf 30 m Entfernung sehr klar und sicher; die Entfernung hätte vergrössert werden können.

2. Wurden beide Luftdrähte beseitigt und durch die kurzen Erdanschlussdrähte ersetzt, so war die Zeichengebung bei 30 m ganz unsicher geworden, sie wurde aber in geringerer Entfernung, etwa 10 bis 15 m, in einem Falle etwa 20 m, wieder vollkommen deutlich.

3. Wurde nur der Senderluftdraht oder nur der Empfängerluftdraht beseitigt und durch die Erdplatte ersetzt, so war die Zeichengebung bei 30 m merklich unsicherer als bei Anwendung beider Luftdrähte; ein deutlicher Unterschied zwischen beiden Fällen, d. h. wenn der Sender oder der Empfänger an Erde lag, konnte nicht festgestellt werden.

4. Wurden die Apparate sowohl ohne Luftdrähte wie ohne Erdanschlüsse benutzt, also lediglich die direkte Einwirkung der kleinen Fünkchen auf den Mikrophonempfänger beobachtet, so war eine sichere Wirkung nur noch in 2 bis 3 Metern Abstand wahrnehmbar.

Die Versuche unter 2. haben somit ergeben, dass in der That eine der Erdoberfläche mitgeteilte wechselnde Elektrisierung in dieser durch Leitung ebenso fortgepflanzt wird, wie dies im Dielektrikum durch fortschreitende Polarisierung geschieht, dass also eine Art von Wellentelegraphie durch die Erdoberfläche möglich ist. Aber diese Versuche scheinen doch zu beweisen, dass dieser Wellenfortpflanzung durch Erdleitung für die praktische Telegraphie keine so wichtige Rolle zukommt, als es nach meinen ersten Versuchen der Fall zu sein schien.

Der Grund dafür kann einerseits in einer zu starken Dämpfung liegen, welche die in der Erdoberfläche fortschreitenden Wellen durch deren Leitungswiderstand erleiden, der bei der dielektrischen Ausbreitung im Luftraume nicht besteht. Andrerseits liegt es aber auch nahe, bei der ausserordentlichen Inhomogenität der oberen leitenden Erdschichten an starke Verzerrungen der in einem homogenen leitenden Medium sich ausbildenden normalen Elektrizitätsbahnen zu denken, so dass an zahlreichen Punkten ein zeitliches Zusammentreffen aufeinander folgender entgegengesetzter Phasen der Elektrisierung stattfinden kann. Diese Interferenzen müssen Ausgleichsvorgänge der zusammentreffenden entgegengesetzten Ladungen und somit mehr oder weniger starke Schwächungen der fortschreitenden elektrischen Energiemengen zur Folge haben.

Auf eine experimentelle Prüfung der Frage, ob die erwähnten Verhältnisse in einer ausgedehnten Wasseroberfläche möglicherweise günstiger liegen als in der festen Erdoberfläche, habe ich meine Versuche bisher nicht erstrecken können.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium 27. August 1903.

(Eingegangen 28. August 1903.)

Über die Radioaktivität der Metalle im allgemeinen. Bemerkung zu der unter diesem Titel veröffentlichten Abhandlung der Herren McLennan und Burton.[1])

Von A. Voller.

Die Herren McLennan und Burton haben aus ihren elektrometrischen Beobachtungen an verschiedenen Metallen (Blei, Aluminium, Zink, Zinn, Kupfer) den Schluss gezogen, dass alle Metalle unter gewöhnlichen Verhältnissen spontan, ohne Mitwirkung einer bekannten elektromotorischen Kraft, positive Ionen aussenden und infolgedessen negative Ladungen zurückbehalten; für die genannten Metalle haben sie negative Potentiale von 0,216—0,073 Volt beobachtet.

Ohne Zweifel würde der Nachweis einer solchen positiven Emanation resp. einer negativen Selbstelektrisierung aller Metalle unsere Kenntnisse von den Eigenschaften der Elektronen in überraschender Weise erweitern, falls dieser Nachweis einwandfrei erbracht wäre. In dieser Beziehung scheint mir aber ein Zweifel zu bestehen.

Die beobachteten Potentiale sind sehr klein, im allgemeinen kleiner, als z. B. die Kontaktpotentiale zweier Metalle der Voltaschen Span-

1) Diese Zeitschrift 4, 553, 1903.

nungsreihe, wenn man von sehr nahe bei einander stehenden Gliedern absieht. Nun hat Herr Hallwachs[1]) wohl als Erster auf die Notwendigkeit hingewiesen, bei elektrometrischen Messungen solcher Potentiale, die von der Grössenordnung der Voltaschen sind, alle elektromotorischen Kräfte zu berücksichtigen, die zwischen den einzelnen Metallteilen des Elektrometers bezw. des gesamten elektrometrischen Systems bei gegenseitiger Berührung auftreten. Soweit diese nicht in Rechnung gezogen werden können, können sie dadurch beseitigt werden, dass die Endglieder der in Betracht kommenden Metallreihen gleichartig gemacht werden; in diesem Falle existieren auf den Endgliedern, also z. B. auf den Quadranten oder der Nadel eines Elektrometers keine Ladungen, welche von solchen störenden elektromotorischen Kräften herrühren. Herr Hallwachs hat so z. B. für dasselbe Elektrometer zur Untersuchung verschiedener Metalle Nadeln aus diesen verschiedenen Metallen hergestellt.

Die Herren McLennan und Burton scheinen nun — soweit aus der vorliegenden Veröffentlichung wie auch aus ihrer ersten Arbeit über diesen Gegenstand[2]) zu entnehmen ist — eine ähnliche Vorsicht nicht angewandt zu haben. Nach Fig. 1 der jetzigen Arbeit wird das isolierte elektrometrische System während der Messung durch folgende Glieder gebildet: Innerer Metallcylinder — Messingstab — Quadranten; es wirkt darin die elektromotorische Kraft: Metall des Cylinders | Metall der Quadranten. In der Veröffentlichung ist nichts darüber gesagt, dass bei Benutzung der fünf verschiedenen, aus Blei, Aluminium, Zink, Zinn oder Kupfer hergestellten Cylinder jedesmal neue Quadranten aus demselben Metall eingesetzt worden wären, was natürlich auch praktisch sehr schwierig gewesen wäre. Bestanden etwa die Quadranten aus Messing, so war also jedesmal die Voltasche elektromotorische Kraft Messing gegen Blei, Aluminium u. s. w. in dem System wirksam; diese Kräfte erzeugen Potentiale, welche der Grösse nach etwa gleich oder (z. B. bei Zink) sogar grösser sind als die gemessenen, die von den Beobachtern einer allgemeinen Metall-Emanation zugeschrieben worden sind. Dass dann z. B. im Falle der Fig. 3 eine geringere Ablesung sich ergeben musste, wenn der innere Cylinder aus Kupfer als wenn er aus Zink bestand, wie die Figur dies zeigt, folgt ohne weiteres, da Zink | Messing > Kupfer | Messing ist.

Es wäre sehr erwünscht, wenn die Herren McLennan und Burton sich darüber noch äussern wollten, ob sie etwa doch in irgend einer bisher nicht mitgeteilten Weise den Einfluss der Voltapotentiale in der Reihe Cylinder — Messingstab — Quadranten ausgeschlossen haben. Ist das nicht geschehen, so scheint mir noch keine Notwendigkeit vorzuliegen, eine allgemeine und spontane Elektronen-Emanation aller Metalloberflächen als erwiesen anzusehen.

Hamburg, Physikalisches Staatslaboratorium, 10. September 1903.

(Eingegangen 11. September 1903.)

1) W. Hallwachs, Elektrometrische Untersuchungen. Wiedemanns Annalen **29**, 1, 1886.
2) Physical Review **16**, 184, 1903.

Über die von Röntgenstrahlen ausgesetzten Gasen hervorgerufene Elektrisierung.

Von John Zeleny.

1. Vor einigen Jahren[1]) zeigte ich, dass wenn ein Metallstück von Luft umgeben ist, die dadurch, dass man sie Röntgenstrahlen aussetzt, teilweise ionisiert wird, dasselbe eine negative Ladung annimmt, während die Luft selbst positiv elektrisiert wird.

Ich zeigte, dass diese Ladungen dadurch vergrössert werden können, dass man die der Luft ausgesetzte Metallfläche vergrössert und das geladene Gas von derselben fortbläst. Die für die Bildung dieser Ladung vorgeschlagene Erklärung war auf folgenden Betrachtungen basiert: Ich hatte konstatiert (l. c. S. 132), dass die entgegengesetzt geladenen Ionen, welche in der Luft durch Röntgenstrahlen gebildet werden, verschiedene Wanderungsgeschwindigkeiten im elektrischen Felde besitzen, und da die negativen Ionen sich schneller bewegen, so wurde daraus der Schluss gezogen, dass diese Ionen geringere Grösse haben, als die positiven. Wenn die von einem Gase ausgehenden Ionen auf eine Grenzwand auftreffen, so geben sie an dieselbe ihre Ladungen ab, und auf diese Weise wird die Konzentration der Ionen in der Nähe der Wand geringer, als im Innern des Gases. In Anbetracht dieser Konzentrations-Differenz diffundieren die Ionen vom Innern des Gases nach der Wandung, und da die negativen Ionen schneller diffundieren, so lädt sich die Grenzwand negativ, während der Überschuss an positiven Ionen, der vorübergehend im Gase verbleibt, an dasselbe seine positive Ladung abgiebt.

Neuerdings hat Villari[2]) eine grosse Zahl von Versuchen mit röntgenisierter Luft ausgeführt, welche durch gerade und spiralförmige Röhren und ebenso durch Bündel von Metall-

1) Phil. Mag. **46**, 134, 1898.
2) Rendiconti della R. Accad. dei Lincei **9**, 1900; diese Zeitschr. **2**, 178, 1900.

drähten, Metallgaze und Metallfolien geblasen wurde. Je nach den Bedingungen waren die in diesen Fällen an das Metall abgegebenen Ladungen manchmal positiv und manchmal negativ. Um seine Ergebnisse zu erklären, hat Villari die Hypothese aufgestellt, dass, wenn man röntgenisierte Luft an einer Metallfläche vorbeibläst, die Reibung eine Trennung der beiden Elektrizitäten hervorruft, so dass die positive Elektrizität auf der Metallfläche erscheint, wenn die Reibung einen gewissen Betrag übersteigt, während bei geringerer Reibung das Metall negativ wird, und dass schliesslich die Elektrizität entgegengesetzten Zeichens nicht in der Luft bleibt, sondern dazu aufgebraucht wird, die röntgenisierte Luft in gewöhnliche Luft umzuwandeln.

In vorliegender Arbeit sollen Villaris Ergebnisse und Hypothesen zusammen mit einigen neuen von mir ausgeführten Versuchen betrachtet werden; es wird sich ergeben, dass alle Resultate eine allgemeine und einfache Erklärung finden, wenn man ihre Ursache der ungleichen Grösse der im Gase vorhandenen Ionen entgegengesetzten Zeichens zuschreibt.

2. Um den Gegenstand klarer darzustellen, sollen die Versuchsresultate erst später gegeben und zunächst ein rein theoretischer Fall betrachtet werden.

Nehmen wir an, dass A, E (Fig. 1) eine lange Metallröhre darstellt, durch die man ein Gas in der Richtung von A nach E hindurchfliessen lässt.

Weiter wollen wir annehmen, dass das bei A eintretende Gas eine gleiche Anzahl entgegengesetzt geladener und gleichmässig verteilter Ionen enthält, von denen die negativen kleiner und infolgedessen beweglicher sind. Wenn das Gas die Röhre passiert, so verschwinden die Ionen allmählich infolge der Wiedervereinigung der Ionen entgegengesetzten Zeichens und auch infolge ihrer Entladung bei der Berührung mit den Röhrenwänden aus demselben. Im ersten Teile der Röhre diffundieren die negativen Ionen, als die beweglicheren, schneller nach den Röhrenwänden, indem sie denselben eine negative Ladung erteilen und das Gas selbst positiv laden. Beim Durchgang des Gases durch die Röhre nimmt aber der Überschuss an negativen Ionen, die auf die Wand auftreffen, allmählich ab, sowohl infolge der verhältnismässig grösseren Zahl der im Gase verbleibenden positiven Ionen, als auch infolge der elektrischen Kräfte, welche von diesem Überschuss positiver Ionen erzeugt werden, und welche danach streben, sie nach den Röhrenwänden zu treiben. Es muss ein Punkt C vorhanden sein, bei dem die Zahl der die Röhre erreichenden beiden Arten von Ionen dieselbe ist. Bei allen Punkten rechts von C gelangen die positiven Ionen im Überschuss nach den Röhrenwänden, und schliesslich wird ein Punkt E erreicht, bei dem alle Ionen aus dem Gase verschwunden sind. Die hierzu erforderliche Röhrenlänge hängt vom Querschnitt der Röhre und von der Geschwindigkeit des Luftstromes ab; sie nimmt mit beiden Grössen zu. Das aus der Röhre heraustretende Gas hat seine Leitfähigkeit verloren und ist elektrisch neutral. Die Röhre als Ganzes erhält keine Ladung, da die aufgenommene Menge positiver Elektrizität der negativen Elektrizitätsmenge gleich ist, weil das in die Röhre eintretende und aus ihr austretende Gas der Voraussetzung gemäss ohne Ladung ist.

3. Nunmehr können wir an die Angabe der Resultate unter verschiedenen veränderten Bedingungen gehen.

A B C D E

Fig. 1.

a) Wenn die Röhre kürzer als A, E gemacht wird und man die Geschwindigkeit des Gasstromes so wie vorher erhält, so nimmt das aus der Röhre austretende Gas eine positive Ladung an, während sich die Röhre selbst negativ lädt.

b) Wenn die Röhre bei B geteilt und die beiden Teile voneinander isoliert werden, so ist das aus E austretende Gas neutral; der Teil B, E erhält eine positive und der Teil A, B eine negative Ladung.

c) Im vorhergehenden Falle kann man ein Stück D, E der Röhre fortnehmen, so dass die vom Teile B, C angenommene Ladung gerade der positiven gleich wird, welche der Teil C, D erhält, und dass der Teil B, D als ein Ganzes sich nicht lädt. Das aus D austretende Gas trägt eine positive Ladung.

d) Wenn im vorhergehenden Falle ein Röhrenstück, das länger als D, E ist, entfernt wird, so ist die negative Ladung, welche den übrigen Teil erreicht, grösser als die positive und lädt sich die Röhre negativ, während das von ihr ausgehende Gas wie vorher positiv ist.

4. Bei jedem wirklichen Versuch, bei dem die Luft in einem Gefäss der Einwirkung von Röntgenstrahlen ausgesetzt wird, und man sie von dort aus in irgend eine Versuchsröhre treibt, ist es augenscheinlich, nach dem, was eben gesagt worden ist, dass die Luft beim Eintritt in eine solche Röhre eine positive Ladung besitzt, da der Diffusionsvorgang erfolgt ist, bevor die Luft die Röhre erreicht hat. Diese durch die Luft in die von Villari benutzten Röhren getragene Ladung wurde von Letzterem unberücksichtigt gelassen, obwohl dieselbe anscheinend bei einigen seiner Versuche eine bedeutende Rolle spielte.

Um die Sache einleuchtender zu machen, wollen wir jetzt einen Versuch beschreiben, aus

dem das Vorhandensein einer solchen positiven Ladung in Luft beim Eintritt in eine Röhre, ähnlich wie sie von Villari benutzt worden ist, hervorgeht.

Die hauptsächlichsten Teile des zum Versuch benutzten Apparates sind in Fig. 2 dargestellt. Die Luft wurde aus einem grossen Glasbehälter durch die Röhre *A* und durch den Glaswollpfropfen *B* in das grosse cylindrische Zinngefäss *C* geleitet, welches 15×28 cm misst. Von *C* aus ging die Luft durch die kurze Kupferröhre *R* und trat von dort durch einen in der kurzen Messingröhre *T* (2 cm Durchmesser) enthaltenen Pfropfen aus Glaswolle aus. Die Röhre *T* wurde durch die Paraffinröhre *P* festgehalten und isoliert; sie war vermittels des Drahtes *W* mit einem Quadrantenpaar eines Elektrometers verbunden. Im Behälter *C* wurde die Röhre der Einwirkung von Röntgenstrahlen ausgesetzt, welche von der Röhre *F* herkamen und durch das Papier- oder Aluminiumfenster *D* eintraten. Der übrige Teil des Apparates war durch geerdete Metallschirme vor den Strahlen und elektrischen Einwirkungen geschützt.

Es ist bekannt[1]), dass die von Röntgenstrahlen in Gasen erzeugten Ionen sich sämtlich entfernen lassen, wenn man das Gas durch einen Pfropfen aus Metallwolle so wie der in der Röhre *T* enthaltene hindurchschickt. Wenn man also das Gas einfach durch den obigen Apparat hindurchpassieren lässt, so zeigt das Elektrometer an, ob das aus der Röhre *R* austretende Gas elektrisch neutral ist, oder ob es eine Ladung des einen oder anderen Zeichens trägt. Bei Ausführung des Versuches fand ich, dass bei Benutzung von Luft dieselbe stets mit positiver Ladung austrat. Die maximale Ladung, die man mit *T* sammeln und festhalten kann, hängt von der Stärke der ionisierenden Strahlung, von der Geschwindigkeit des Gasstromes und von der Länge der Isolierung bei *P* ab. Da die Ladung an der Röhre *P* allmählich durch Leitung durch das ionisierte Gas, das durch *P* an dieselbe herankommt, zerstreut wird, so erreicht die Ladung einen konstanten Wert, wenn die Geschwindigkeit, mit der sie entsteht, der des Ladungsverlustes gleichkommt. Für eine gegebene Ladung bei *T* nimmt der Verlust durch Gas mit der Stärke des elektrischen Feldes zwischen *T* und *R* ab und ist daher um so grösser, je grösser die gegenseitige Entfernung ist. Infolgedessen nimmt die von *T* festgehaltene Maximalladung mit der Länge der Isolation bei *P* zu.

5. Bei Villaris Versuchen wurde eine Anordnung, ähnlich wie die oben beschriebene, benutzt; der Punkt, an den seine Versuchsröhren befestigt waren, entsprach dem, bei dem sich *T* befindet, und daraus wurde die Folgerung gezogen, dass das bei seinen Versuchen in die Röhre eintretende Gas stets positiv geladen war. Bei allen seinen Versuchen, bei denen der grössere Teil der Ionen aus dem Gase nach den Röhrenwänden diffundierte, wurde daher notwendigerweise eine schliessliche positive Ladung erhalten.

In einer seiner Versuchsreihen fand Villari[1]), dass, wenn man die röntgenisierte Luft, die von einem Gefäss ähnlich wie oben *C* herkommt, durch eine kurze Röhre gehen liess, dieselbe eine negative Ladung annahm; wenn die Luft jedoch durch eine lange Röhre hindurchging, war die angenommene Ladung positiv. Eine Erklärung hierfür ist leicht aus den in Paragraphen 2 und 3 gegebenen Betrachtungen zu entnehmen; daselbst wurde gezeigt (Fall d), warum eine kurze Röhre eine negative und (Fall b) eine lange Röhre eine positive Ladung annimmt.

6. Villari fand, dass Luft, die man durch eine spiralförmig gewundene Röhre hindurchblies, ihre Leitfähigkeit schneller verlor, als wenn sie durch eine ebensolche, aber gerade Röhre hindurchgelassen wurde. Ich nahm verschiedene Versuche mit verschiedenen Längen Gummischlauch vor, welche bei Punkt *R* in den in Fig. 2 dargestellten Apparat eingesetzt wurden. Wenn man die röntgenisierte Luft durch verschiedene Schlauchlängen hindurchblies, so war die von *T* angenommene Ladung in jedem Falle positiv, gleichviel ob der Schlauch gerade oder spiralförmig war.

P und *T* wurden hierauf durch die beiden parallelen Platten *M* und *N*, die auf der Figur dargestellt sind, ersetzt. *M* wurde vermittels einer Batterie auf einem Potential von 10 Volt erhalten, und *N* mit dem Elektrometer verbunden. Die Leitfähigkeit des austretenden Gases wurde vermittels dieser Platten gemessen.

In einem Falle, wo der Gummischlauch, der bei *R* eingesetzt wurde, 90 cm lang war und 6 mm inneren Durchmesser hatte, betrugen die in einer Minute von Platte *N* angenommenen Ladungen, wenn die Röhre in einer grossen Schlinge angeordnet war:

+65 Elektrometerteilstriche, wenn *M* positiv und
—45 „ „ *M* negativ.

Wenn dieselbe Röhre in acht kleine Windungen zusammengerollt wurde, so betrugen die erhaltenen Ausschläge:

+13 Teilstriche, wenn *M* positiv und
— 4 „ „ *M* negativ.

Bei einer kurzen geraden Röhre von 19 cm Länge betrugen die Ablenkungen im Mittel 166 Teilstriche für ein und dieselbe Zeit, wäh-

1) J. J. Thomson und E. Rutherford, Phil. Mag. 42, 393, 1896.

1) Rend. Lincei 13, 1900.

rend bei einer Länge von 230 cm die Ablenkungen gerade kaum merklich waren. Aus den Zahlen ist zu ersehen, dass ein Überschuss von positiven Ionen vorhanden war, die von der Röhre herkamen.

Der grössere Leitfähigkeitsverlust beim Durchgang durch eine spiralförmig aufgewickelte Röhre lässt sich folgendermassen erklären: Wenn die Röhre annähernd gerade ist, so ist die Bewegung des sie durchströmenden Gases kontinuierlich und bewegen sich die verschiedenen Teile des Gases in zu der Röhrenachse parallelen Linien. Wenn jedoch die Röhre sehr stark gekrümmt ist, so bestehen die für eine kontinuierliche Bewegung erforderlichen Bedingungen nicht und ist die Bewegung wirbelartig. Bei kontinuierlicher Bewegung können die Ionen vom Mittelpunkt der Röhre aus nur langsam durch Diffusion nach den Wänden gelangen. Bei Wirbelbewegung werden die Ionen jedoch durch die Strömungen vom Mittelpunkt aus nach den Wänden zu fortgerissen und auf diese Weise schneller entladen.

Dorn[1]) hat eine sinnreiche Erklärung für die positive Ladung vorgeschlagen, welche eine spiralförmig aufgewickelte Röhre annimmt, durch die man röntgenisierte Luft hindurchlässt. Nach seiner Meinung dürften die Ionen in Anbetracht ihrer verhältnismässig bedeutenden Masse ihre Richtung beibehalten, wenn sie um eine Ecke herumgehen, und da die Masse des positiven Ions grösser ist, so müssen mehr solche auf die Wände auftreffen und sich an ihnen entladen. Eine gerade Röhre nimmt jedoch, wenn sie nur lang genug ist, gleichfalls unter denselben Bedingungen eine positive Ladung an, und Dorns Erklärung ist für einen solchen Fall nicht stichhaltig.

Es scheint vielmehr, dass die in allen solchen Fällen beobachtete Ladung diejenige ist, welche, wie in § 4 erklärt, mit dem Gas zusammen in die Röhre eintritt. Diese Ladung sammelt sich in der Röhre an, wenn diese lang genug ist, dass die Ionen an ihren Wänden sich entladen können, während das Gas hindurchgeht. Eine kürzere Röhre genügt, wenn sie spiralförmig ist, da die Ionen sich dann infolge der Wirbelbewegung in derselben schneller entladen.

7. Villari fand, dass die Leitfähigkeit von röntgenisierter Luft bedeutend herabgesetzt wird, wenn man dieselbe durch Rollen von Metallfolie und Gaze oder auch durch Draht- und Metallstreifen-Bündel hindurchgehen lässt. Die Teilung des Luftstromes in kleine Kanäle, wodurch die Entladungsoberfläche vergrössert und die Entfernung, welche die Ionen bis zu den Wänden zurückzulegen haben, verkleinert wird (und hierzu trug in manchen Fällen die entstehende Wirbelbewegung bei), erklärt ohne weiteres die verringerte Anzahl Ionen, die durch eine derartige Vorrichtung hindurchgeht.

Villari stellt auch fest, dass die Gazerollen eine positive Ladung annehmen, wenn sie lang sind und eng aneinandergedrückt werden, während sie im entgegengesetzten Falle, wenn sie kurz und lose gewickelt sind, eine negative Ladung annehmen. Ähnlich werden grobe Kupferdrehspäne positiv, wenn sie fest zusammengedrückt sind, und negativ elektrisch, wenn sie lose in eine Röhre hineingeschüttet werden.

In allen Fällen, wo die Luft beim Austritt aus dem Apparat nur die ersten Stadien des Diffusionsvorganges durchgemacht hat, wie diese in § 2 erklärt sind, nehmen die Metallteile eine negative Ladung an, während, wenn die Diffusion der Ionen bereits die letzten Stadien erreicht hat, diese Metallteile sich mit der aus dem Ionisierungsgefäss (siehe § 4) eintretenden Elektrizität positiv laden.

8. Villari fasst seine Resultate in der Behauptung zusammen, dass alle Metalle positiv geladen werden, wenn die Luft über sie mit einem gewissen Energiebetrage hinreibt, während sie sich negativ laden, wenn die Luftreibung weniger Energie entwickelt. Diese Behauptung passt auf alle seine Versuche, lässt sich jedoch nicht auf alle möglichen Fälle anwenden. So z. B. wurde bei einem meiner Versuche die Glaswolle in der T-Röhre in Fig. 2 durch eine Rolle Messingfolie ersetzt. Wenn man recht leicht durch dieselbe hindurchblies, so nahm sie eine positive Ladung an, während sie sich bei etwas schnellerem Luftstrom negativ lud. Hier war bei energischerer Reibung die Ladung negativ, während die Villarische Behauptung gerade das Gegenteil verlangen würde. Das Ergebnis lässt sich erklären, wenn man in Betracht zieht, dass bei der sehr langsamen Bewegung, welche die Ionen besitzen, dieselben fast sämtlich aus dem Gase herausdiffundiert sind, so dass sie unter d, § 3, fallen, während bei schnelleren Strömen Fall b anzuwenden ist.

In Gemässheit mit den in §§ 2 und 3 dargelegten Anschauungen fand ich, dass das aus solchen Metallfolierollen austretende Gas stets positiv geladen war, gleichviel, ob die Folie selbst eine positive oder negative Ladung erhielt.

9. Ein anderer Versuch soll als Beweis gegen die Annahme angeführt werden, dass das Zeichen der von einer Röhre angenommenen Ladung von der Grösse der Luftreibung abhängig ist. Die Teile P und T des in Fig. 2 dargestellten Apparates wurden durch die seitlich auf der Figur angegebene Anordnung Q, X, S, Y ersetzt. Hier sind X und Y Messingrohrstücke von 2,6 mm Durchmesser und 14 und 42 cm Länge.

1) Diese Zeitschr. 2, 238, 1901.

Das Ebonitstück S isoliert die beiden Teile, und das Ganze ist vermittels des Ebonitstückes Q an R befestigt und davon isoliert. Eine Röhre wurde stets mit dem Elektrometer und die andere mit der Erde in Verbindung gehalten. Wenn die röntgenisierte Luft durch diese Röhre mit einer innerhalb eines gewissen Bereiches bleibenden Geschwindigkeit durchgelassen wurde, so nahm X eine negative Ladung und Y eine positive Ladung an. Da die Geschwindigkeit des Gases in beiden Röhren dieselbe war, und dieselben auch gleichen Durchmesser besassen, so muss auch die Luftreibung in beiden die gleiche gewesen sein; und doch waren die von ihnen angenommenen Ladungen entgegengesetzten Zeichens.

Eine Erklärung bietet sich dar, wenn wir berücksichtigen, dass in der Röhre X die negativen Ionen immer noch nach den Wänden zu im Überschuss diffundieren, während in Y die positiven vorherrschen; die beiden Röhren entsprechen bezw. den in Fig. 1 angegebenen Teilen B, C und C, D der Röhre.

Eine der besten Bestätigungen der für die verschiedenen Ergebnisse gelieferten Erklärung (dass nämlich die beobachteten Wirkungen von der verschiedenen Grösse der Ionen beider Arten herrühren) ergiebt sich aus den Versuchen, die an mit Wasserdampf gesättigter Kohlensäure ausgeführt wurden. Als ich das Verhältnis der Geschwindigkeiten der beiden durch Röntgenstrahlen[1]) in Gasen erzeugten Ionen bestimmte, war die Wirkung des Vorhandenseins von Wasserdampf im Gase auf die Ionengeschwindigkeiten noch nicht bekannt. Die erhaltenen Ergebnisse zeigten, dass sich in Luft negative Ionen schneller bewegen, während in der benutzten ungetrockneten Kohlensäure die Geschwindigkeiten der beiden Ionen so ziemlich dieselben waren. Zu dieser Zeit (loc. cit. S. 136) wurde im Anschluss an die bereits im § 1 erwähnten Versuche, bei denen die von der Luft getragene Ladung nach dem Durchgange durch eine Rolle Metallfolie als ganz bedeutend positiv gefunden wurde, derselbe Versuch mit Kohlensäure ausgeführt. Bei diesem Gase war die erhaltene positive Ladung verhältnismässig so gering, dass der Versuch dort als offenbare Bestätigung des Umstandes angeführt wurde, dass die Ursache der Ladungen die Grössengleichheit der beiden Ionen ist.

Neuerdings[2]) habe ich die absoluten Geschwindigkeiten der beiden Ionen in einer Anzahl von Gasen gesondert bestimmt, und zwar sowohl im trockenen Zustande als auch bei Sättigung mit Wasserdampf. Es stellte sich heraus, dass die Geschwindigkeit der positiven Ionen in mit Wasserdampf gesättigter Kohlensäure grösser als die der negativen ist, während in trockener und feuchter Luft und in trockener Kohlensäure die negativen Ionen die grössere Geschwindigkeit besitzen. Wenn die Grössenungleichheit der beiden Ionen die Ursache der betreffenden elektrischen Ladungen ist, so müsste die in jedem Falle bei Kohlensäure erhaltene Ladung, wenn das Gas mit Wasserdampf gesättigt ist, entgegengesetztes Zeichen haben, als wenn der Versuch mit Luft oder trockener Kohlensäure ausgeführt wird.

1) Phil. Mag. **46**, 120, 1898; diese Zeitschr. **2**, 603, 1901.
2) Phil. Transactions, 195, 1900.

Aus diesem Grunde schlug Dorn Herrn Villari[1]) vor, einige seiner Versuche zu wiederholen, und dabei an Stelle von Luft feuchte Kohlensäure zu benutzen. Hierbei erhielt Villari in zwei Fällen eine Ladung desselben Zeichens wie mit Luft, obwohl dieselbe bedeutend kleiner war; in einem dritten Falle ergab Kohlensäure eine geringe unbestimmte Ladung, während Luft eine bedeutende positive Ladung zeigte.

10. Die Ergebnisse der von mir ausgeführten Versuche, die nunmehr betrachtet werden sollen, befinden sich mit den Villarischen nicht in Übereinstimmung. Die benutzte Kohlensäure wurde einem Cylinder mit käuflicher flüssiger Kohlensäure entnommen. Um das Gas mit Wasserdampf zu sättigen, wurde es zunächst durch Wasser in einer grossen Flasche mit einer grossen Anzahl von Glasstäben und hierauf durch eine lange, halb mit Wasser gefüllte Röhre hindurchgetrieben. Um das Gas zu trocknen, liess man es eine Calciumchloridröhre passieren.

Der benutzte Apparat entsprach dem in Fig. 2 dargestellten. Die Messingröhre T war

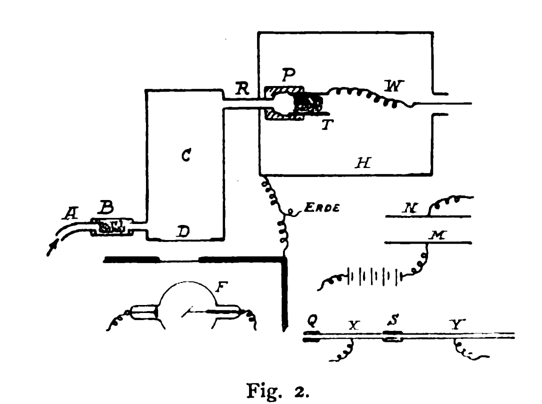


Fig. 2.

etwas länger, enthielt wie vorher Glaswolle und wurde mit dem Elektrometer verbunden. Sie wurde vermittels eines Stückes Ebonitröhre an R befestigt und von ihm isoliert. Am anderen Ende trug es ein zweites Stück Ebonitröhre, von dem aus ein Gummischlauch nach einem zweiten grossen Gasbehälter führte. Man konnte

1) Diese Zeitschr. **2**, 360, 1901.

auf diese Weise das Gas von dem ersten Gasbehälter durch den zum Trocknen oder Anfeuchten benutzten Apparat, den Behälter T und die in T angebrachte Glaswolle nach dem zweiten Gasreservoir hinleiten. Dadurch, dass man die an den beiden Reservoiren befestigten Röhren austauschte, konnte man das Gas wieder benutzen und war es dann infolge eines zweiten Durchganges durch die betreffende Substanz gründlicher getrocknet oder angefeuchtet. Man wird bemerken, dass bei diesem Versuch, wie in § 4 erklärt worden ist, die von der Glaswolle angenommene Ladung diejenige ist, welche in dem Gase zurückbleibt, weil die Ionen entgegengesetzten Zeichens schneller nach den Wänden des Ionisierungsgefässes und der Verbindungsröhre hindiffundieren. Folgende Resultate sind als typisch für eine Anzahl von an verschiedenen Tagen ausgeführten Versuchen angegeben. Den Ablesungen ist das Vorzeichen beigefügt; sie beziehen sich auf Teilstriche der Elektrometerskala, und in jedem Falle ist die seit Beginn der Einwirkung verstrichene Zeit angegeben.

Zeit	Trockene Luft	Feuchte Luft	Trockene Kohlensäure	Feuchte Kohlensäure
36 Sekunden	+ 59	+12	+ 29	—19
66 „	+ 130	+25	+ 62	—39
90 „	+196	+36	+ 93	—57
120 „	+256	+46	+126	—73

Wie man sieht, war die von der Glaswolle angenommene Ladung in allen Fällen positiv, ausgenommen wenn feuchte Kohlensäure benutzt wurde; in diesem Falle war die Ladung negativ. Wie erwähnt, sind in diesem Gase die positiven Ionen kleiner, während sie in allen anderen Fällen grösser sind.

Wenn auch in jedem Falle dieselben Gewichte (100 englische Pfund) im Gasbehälter untergebracht wurden, so sind doch die beiden Ergebnisse für das eine und das andere Gas nicht numerisch vergleichbar, da die Geschwindigkeit des Gasstromes in den beiden Fällen nicht dieselbe ist; das Gas erfährt nämlich bedeutenderen Widerstand, wenn es durch Wasser hindurchgeblasen wird, als wenn es durch die Trockenröhre hindurchgeht.

Obige Versuche wurden in der Weise abgeändert, dass die Glaswolle durch eine lose Rolle Messingfolie ersetzt wurde, und man von der Benutzung des zweiten Gasbehälters absah, so dass das Gas direkt in die offene Luft austrat. Die Messingrolle wurde mit dem Elektrometer verbunden, und wenn trockene oder feuchte Luft oder trockene Kohlensäure aus dem Ionisierungsgefäss hindurchgelassen wurde, so war die von der Rolle angenommene Ladung negativ; bei Benutzung von feuchter Kohlensäure war dieselbe hingegen positiv. Diese Ergebnisse lassen sich gleichfalls durch die schnelle Diffusion erklären, welche die kleineren Ionen in jedem Falle nach den Wänden der Messingfolieröhre erfahren. Es ist zu bemerken, dass bei Benutzung von trockener Kohlensäure nach vorheriger Anwendung von feuchtem Gase eine bedeutende Menge desselben durch den Apparat hindurchgeschickt werden musste, bevor die Feuchtigkeit von seinen Wänden vollständig entfernt war, und ebenso schien es bei Benutzung von feuchtem Gase nach vorheriger Anwendung von trockenem Gase einen Teil seiner Feuchtigkeit an die Röhren und Apparate zu verlieren, so dass die Umkehrung der erzielten Ladung erst dann begann, wenn das Gas eine Zeitlang hindurchgeströmt war. Hieraus wurde entnommen, dass das Gas dem Sättigungspunkt ganz nahe sein musste, bevor die negativen Ionen grösser als die positiven wurden. Ich kann Villaris Misserfolg, die Erscheinungen bei feuchter Kohlensäure umzukehren, nur in der Weise erklären, dass ich annehme, dass sein Gas nicht genug Wasserdampf enthielt, um die Umkehrung der relativen Dimensionen beider Ionen hervorzurufen.

11. Die ungleiche Diffusion der beiden Ionenarten ist als allgemeine Ursache der hier betrachteten Elektrisierungen angegeben worden. Ohne Zweifel liegen noch andere Ursachen vor, welche unter besonderen Bedingungen die erzielten Ladungen in grösserem oder geringerem Masse bedingen oder abändern. Es ist seit einiger Zeit bekannt, dass bei Benutzung von zwei verschiedenartigen Metallen ein ionisiertes Gas auf denselben Ladungen hervorruft, deren Ursache an der Verminderung der Berührungspotentialdifferenz liegt.

Es ist nicht unmöglich, dass die Grösse der Oberflächenschicht aus Gas, die ein Metall besitzt, die durch Ionendiffusionen angenommene Ladung beeinflusst, und dass diese Ladung aus diesem Grunde bei den verschiedenen Metallen Grössenunterschiede aufweist.

In einer kürzlich veröffentlichten Arbeit[1]) betrachten J. C. McLennan und E. F. Burton die Radioaktivität als eine Ursache der Ladung von Metallen.

12. Eine der bereits in § 1 erwähnten Hypothesen, welche Villari zur Erklärung einiger seiner Versuche vorschlägt, ist die, dass eine Umwandlung von röntgenisierter Luft in gewöhnliche Luft auf Kosten einer verschwindenden elektrischen Ladung erfolgt. Die allgemein angenommene Anschauung von dem Vorgang, durch den ein Gas seine Leitfähigkeit verliert, ist die, dass die Ionen, welche dem Gase diese Leitfähigkeit erteilen, aus demselben entweder durch Wiedervereini-

1) University of Toronto Studies, 1903; diese Zeitschr. 4, 553, 1903.



gung der mit entgegengesetzten Ladungen behafteten oder durch Entladung an einer Fläche, zu der sie durch elektrische oder mechanische Kräfte getrieben worden sind, verschwinden. Wenn die Thatsachen nicht das Gegenteil beweisen, so ist diese Annahme vorzuziehen, da sie offenbar keine so seltsame Voraussetzung, wie es die Zerstörung einer elektrischen Ladung wäre, erfordert.

Einer der Versuche, auf die Villari seine Voraussetzung basiert, soll nunmehr betrachtet werden. Villari nahm eine Paraffinröhre und erteilte ihrer Innenfläche eine statische Ladung eines bestimmten Vorzeichens. Als er röntgenisierte Luft durch die Röhre liess, fand er, dass die Luft ihre Leitfähigkeit und die Paraffinröhre ihre Ladung verlor.

Wenn ich ihn recht verstehe, so ist er der Ansicht, dass, da die vom Paraffin verlorenen Gase nicht mit der Luft zusammen aus der Röhre herausgeblasen wurden, und da die Luft ihre Leitfähigkeit beim Durchgang durch die Röhren verlor, die Ladung nicht zur Umwandlung der röntgenisierten Luft in gewöhnliche Luft benutzt worden war.

Wenn jedoch die Ladung nicht in der Richtung, in der die Luft sich bewegt, aus der Röhre herausgeschafft wird, so bleibt doch die Möglichkeit, dass die im Gase enthaltenen Ionen dieselbe rückwärts gegen den Luftstrom heraustragen. Dass dies denn auch wirklich der Fall ist, wurde vermittels des in Fig. 3 dargestellten

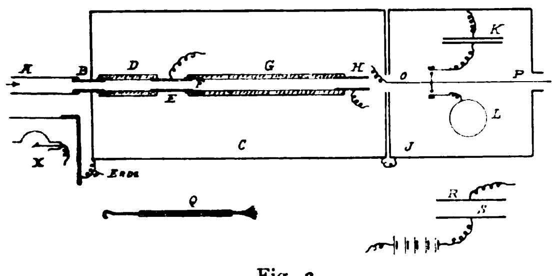


Fig. 3.

Apparates nachgewiesen. Hier ist G eine 17,5 cm lange Ebonitröhre mit einem inneren Durchmesser von 1,6 cm. Dieselbe trägt an einem Ende die kurze Messingröhre H und am anderen Ende den Messingring F, mit dem sie leicht an die Messingröhre E ohne Entwickelung irgend welcher statischer Ladung befestigt werden kann. E wird von der Ebonitröhre D getragen und isoliert. Luft, die aus einem Gasbehälter oder Blasebalg in die Kartonröhre A hineingeblasen wird, wird dort der Einwirkung von aus X herkommenden Röntgenstrahlen ausgesetzt und hierauf durch die Röhren D und G hindurchgelassen. Die Röhren E und H sind, die eine mit der Erde und die andere vermittels des Drahtes O, P mit einem Quadrantelektrometer, verbunden. Alle wesentlichen Teile des Apparates sind vor der Einwirkung der Strahlen und vor äusseren elektrostatischen Einflüssen durch Schirme geschützt.

G ist die nichtleitende Röhre, von deren Innenfläche man eine statische Ladung durch Hindurchblasen von röntgenisierter Luft durch die Röhre zum Verschwinden bringen, und Gegenstand des Versuches ist es, festzustellen, was aus dieser Ladung wird.

Der Metallstab Q, der mit einer Ebonitröhre bedeckt ist, und an einem Ende eine Metallbürste trägt, wurde zur Ladung von G benutzt. Der Stab wurde mit einem Pole einer kleinen statischen Maschine verbunden und die Röhre G darübergeschoben, um die Entladung der einzelnen Punkte der Metallbürste auf der Innenfläche aufzunehmen.

Die Leitfähigkeit des aus der Röhre H austretenden Gases konnte dadurch untersucht werden, dass man bei O die beiden Platten R und S anbrachte, von denen die eine mit einer Batterie und die andere mit dem Elektrometer verbunden wurde. Wenn man der Innenfläche von G eine Ladung des einen oder anderen Vorzeichens erteilte, so verlor die röntgenisierte Luft, die in die Röhre eintrat, beim Durchgang durch dieselbe ihre Leitfähigkeit und erhielt diese erst dann wieder, wenn G seine Ladung vollständig verloren hatte. Unterdessen nahm E, wie der Versuch lehrte, eine Ladung desselben Zeichens, wie die D erteilte, an, während H eine entgegengesetzte Ladung aufnahm. Diese beiden Ladungen brachten zunächst die Ablenkung des Elektrometers schnell aus der Skala heraus, aber die nach E gehende Ladung war die bei weitem grössere von beiden. Es soll gezeigt werden, dass die von E angenommene Ladung ihrem Betrage nach der ursprünglich der Röhre G erteilten Ladung gleich war; wie bereits erwähnt, war sie desselben Vorzeichens. Die von H angenommene Ladung kommt von der Potentialveränderung h infolge der Wegnahme der Ladung von G. Dieser letztere Umstand wurde in folgender Weise dargethan. Damit die Gesamtladungen, die H annimmt, die Ablenkung des Elektrometers nicht aus der Skala herausbringen, wurde die Empfindlichkeit des Instrumentes dadurch vermindert, dass man den Zuleitungsdraht mit einer über einem der Quadranten belegenen Induktionsplatte verband, anstatt ihn direkt mit den Quadranten in Verbindung zu bringen, wie dies früher gemacht wurde. Wenn man während der Ladung von G die Röhre H isoliert erhielt und während G in den Apparat eingeführt wurde, H mit der isolierten Induktionsplatte verband, so zeigte das Elektrometer eine Ablenkung desselben Vorzeichens, wie die Ladung von G infolge der auf H durch die Ladung von G induzierten Ladung, d. h. H hat eine gebundene Ladung entgegengesetzten

Zeichens wie G und die gleiche freie Ladung desselben Zeichens wie G brachte die Ablenkung des Elektrometers zustande.

Wenn die röntgenisierte Luft jetzt durch die Röhren des Apparates geblasen wurde, so nahm die Ablenkung des Elektrometers allmählich ab, und wurde die Ablesung auf der Skala schliesslich stationär bei einer praktisch als Nullstellung anzusehenden Ladung. Daher erhielt während des Versuches H in Wirklichkeit keine nennenswerte Ladung; aber die Entfernung der Ladung von G gestattete einfach die Wiedervereinigung der beiden induzierten Ladungen. Hieraus geht hervor, dass bei den früheren Versuchen, wo H noch vor dem Durchgang der röntgenisierten Luft durch den Apparat auf das Potential Null gebracht wurde, die Ladung entgegengesetzten Zeichens wie G, die durch das Elektrometer angegeben wurde, von nichts anderem herrührte, als von dem Freiwerden der auf H befindlichen induzierten Ladung infolge der Entladung von G.

Folgendes Verfahren wurde angewandt, um zu zeigen, dass die von E angenommene Ladung der ursprünglich G erteilten Ladung gleich war. Eine Kapazität K von 0,02 Mikrofarad und ein hohler Cylinder B wurden durch die in der Figur angegebenen Umschalter mit dem zum Elektrometer führenden Draht O, P verbunden. Die grosse Kapazität war zum Erhalten der Ablenkungen auf der Skala erforderlich. Der Cylinder wurde zur Messung der ursprünglich G durch die statische Maschine erteilten Ladung benutzt. Eine Öffnung im Kasten J über der Achse von L wurde aufgedeckt und die geladene Röhre G sorgfältig in den Cylinder hinabgelassen. Die Ablenkung des Elektrometers gab die Gesamtladung der Röhre an. G wurde hierauf in den Apparat an Ort und Stelle eingesetzt, E mit dem Elektrometer und H mit der Erde verbunden. Hierauf liess man die röntgenisierte Luft durch den Apparat streichen und notierte die Elektrometerablenkung von Zeit zu Zeit. Als Beispiel für die erzielten Resultate mögen folgende Ablesungen, die zu den besten von den erhaltenen gehören, wiedergegeben werden. Wenn die Röhre G in den Cylinder L hinabgelassen wurde, so betrug die für ihre Ladung erhaltene Ablenkung $+132$ Teilstriche. Wenn sich G im Apparat befand und E mit dem Elektrometer in Verbindung war, so betrugen die Ablesungen, nachdem das Gas die angegebene Zeit hindurchgegangen war:

+ 20	Teilstriche	in	1 Minute,
+ 56	„	„	3 Minuten,
+ 92	„	„	5 „
+ 123	„	„	7 „
+ 129	„	„	8 „
+ 129	„	„	9 „
+ 128	„	„	10 „

Die Röhre G wurde nunmehr entfernt und zeigte sich bei der Untersuchung als entladen. Wie man sieht, war die von E angenommene Ladung der von G verlorenen praktisch gleich. Es findet daher hier keine Vernichtung von Elektrizität statt. Die Ladung wird sozusagen einfach durch das leitende Gas von G gegen den Gasstrom nach E verpflanzt. Das Gas verliert seine Leitfähigkeit in derselben Weise, wie in allen Fällen, wo es durch ein elektrisches Feld hindurchgeht. Wenn das ionisierte Gas aus E herauskommt, so tritt es in das zwischen der Ladung auf G und E bestehende elektrische Feld. Die Ionen mit zu G entgegengesetzten Ladungen wandern nach G und neutralisieren allmählich dessen Ladung, während diejenigen gleichen Vorzeichens wie G nach E hingehen und ihm die durch das Elektrometer angegebene Ladung abgeben. Das Gas verliert seine Leitfähigkeit beim Durchgang durch die Röhren, weil es seine Ionen verliert.

Es ist zu bemerken, dass die bei diesen Versuchen G erteilten Ladungen recht bedeutend waren. Wenn man nämlich die Röhre in die Nähe eines Leiters brachte, so fand eine hörbare Entladung von ihrer Aussenfläche statt. Aus diesem Grunde konnte ein Ladungsverlust nur mit grosser Mühe verhütet werden. Die vorher beschriebene Wirkung der durch Diffusion erhaltenen Ladungen war verhältnismässig so klein, dass man sie vernachlässigen konnte. Beim letzten Versuch musste man sich vor gewissen induzierten Ladungen hüten und dieselben in Rechnung ziehen; Einzelheiten hierüber brauchen jedoch wohl nicht angegeben zu werden.

13. Zusammenfassung. Röntgenisierte Luft, die durch Röhren oder Rollen von Metallfolie geblasen worden ist, nimmt, vorausgesetzt, dass sie überhaupt irgend welche Leitfähigkeit behält, eine positive Ladung an. Dieselbe Röhre oder Rolle aus Metallfolie, durch die man röntgenisierte Luft bläst, kann, je nach der Geschwindigkeit des Luftstromes, eine positive oder negative Ladung annehmen. Unter geeigneten Bedingungen kann der erste Teil einer Röhre eine negative Ladung annehmen, während der entferntere Teil derselben Röhre eine positive Ladung erhält. Bei Benutzung von feuchter Kohlensäure sind die im Gase und auf dem Metall entwickelten Ladungen entgegengesetzt zu den unter gleichen Bedingungen mit trockener oder feuchter Luft oder mit trockener Kohlensäure erzielten. Eine allgemeine Erklärung für all diese Resultate lässt sich finden, wenn man ihre Ursache den ungleichen Diffusionsgeschwindigkeiten der beiden Ionenarten im Gase zuschreibt.

Villaris Hypothese, dass die Reibung des röntgenisierten Gases gegen eine Oberfläche

eine Trennung der beiden Elektrizitäten zustande bringt, so dass je nach dem Betrage der Reibung die eine oder die andere auf dem Metall zum Vorschein kommt, genügt nicht zur Erklärung der Gesamtheit der Erscheinungen und ist daher unhaltbar.

Wenn röntgenisierte Luft durch eine mit einer statischen Ladung auf ihrer Innenfläche behaftete Ebonitröhre geblasen wird, so wird diese Ladung schliesslich vollständig von den Ionen nach dem zunächstliegenden Leiter grosser Kapazität gegen den Gasstrom fortgetragen.

Villaris Annahme, dass in einem solchen Falle die Ladung verschwinde, und dass im allmeinen eine Umwandlung von röntgenisierter Luft in gewöhnliche Luft auf Kosten einer elektrischen Ladung erfolge, lässt sich nicht aufrecht erhalten.

Physikalisches Laboratorium der Universität zu Minnesota.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 2. September 1903.)

Mitteilungen aus dem physikalisch-mechanischen Institute von Prof. Dr. M. Th. Edelmann.

No. 5[1]): M. Edelmann, Eine neue umkehrbare Präzisionsbrücke.

Bei den gewöhnlichen Wheatstoneschen Messbrücken herrscht der Übelstand, dass man nicht in der Lage ist, in rascher und einfacher Weise eine Kontrolle der sogenannten Verhältniszahlen vorzunehmen. Eine solche ist namentlich in Rücksicht auf Übersetzungsverhältnisse sehr geboten, da gerade bei hoher Übersetzung ein geringer Fehler einer Seite im Resultat z. B. mit 1000 multipliziert erscheint. Der einfachste Weg, allenfallsige Fehler zu eliminieren, ist der, die beiden Seiten des Verhältnis- oder Übersetzungsrheostaten zu vertauschen, wie man dies ja auch bei Brückenanordnungen mit Gleitdraht häufig vornimmt.

Eine Hauptsache hierbei ist die Möglichkeit, eine Vertauschung zu erreichen, ohne die äusseren Widerstandsverhältnisse zu irritieren, also ohne dass man z. B. gezwungen ist, den fraglichen Widerstand abzuschalten und an einer anderen Stelle der Brücke wieder einzuklemmen. Diese Aufgabe löst die vorliegende Brücke, wie später gezeigt, in einfacher Weise.

Sehr oft muss man auch je nach benötigter Wahl der Übersetzungsverhältnisse, eine Vertauschung von Galvanometer und Batterie vornehmen. Um ohne lange Überlegung die Brücke auf ihre empfindlichere Anordnung in dieser Hinsicht bringen zu können, ist es sehr vorteilhaft, wenn auch diese Vertauschung in möglichst einfacher Weise gemacht werden kann.

Ein dritter Punkt betrifft das Galvanometer allein.

Misst man, solange das Gleichgewicht nicht wenigstens einigermassen erreicht ist, mit voller Empfindlichkeit des Galvanometers, dann wird dasselbe nur unnütz beunruhigt, was oft einen beträchtlichen Zeitverlust bedeutet. Nun wären variable Zweigwiderstände das Nächstliegende. Allein die Verwendung solcher bedingt eine Komplikation und Verteuerung der Brücke; viel einfacher gestaltet sich die Vorschaltung eines hohen Widerstandes, der beim Übergang zur grössten Empfindlichkeit kurz geschlossen wird.

Diesen drei Anforderungen entspricht die in Figur 1 perspektivisch und in Figur 2 im

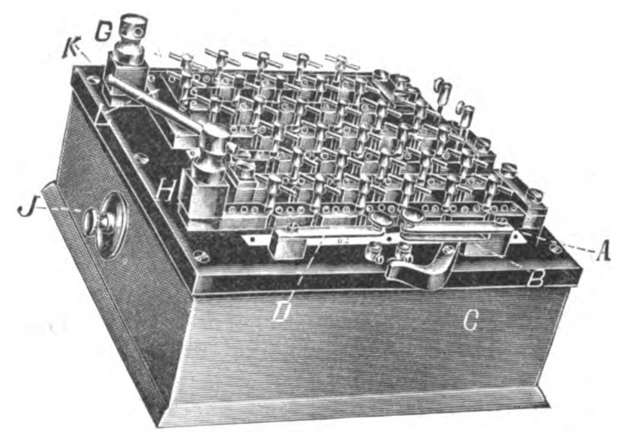


Fig. 1.

Schema dargestellte Brücke. Die auf Hartgummi montierten Widerstandssätze enthalten zu Übersetzungen zweimal die Werte 1, 10, 100 und 1000, im Zählrheostaten 0,1—0,4; 1—4; 10—40; 100—400; 1000—4000; 10000, so dass der Messbereich der Brücke sich erstreckt von 0,0001 bis 21111000 Ohm. Der Mahagonikasten der Brücke ist mit Ventilationsdeckeln sowie einem Thermometereinsatz versehen. Bei *DD* (Figur 2) wird der fragliche Widerstand angeschaltet. I, II, III und IV bilden den Kommutator für die Verhältniszahlen. Stecken die hierzu gehörigen 2 Stöpsel in den Löchern I und III, dann liegen die Werte bei I am fraglichen Widerstand und die bei IV am Zählrheostaten; sind hingegen die Löcher II und IV durch die Stöpsel ausgefüllt, dann grenzen die Werte bei IV an den fraglichen Widerstand und die bei I an den Zählrheostaten. Man ist so in der Lage, durch einfaches Umstecken zweier Stöpsel die beiden Verhältniszahlen zu vertauschen und zu kontrollieren bezw. eine Korrektion des Messresultates auszuführen.

1) No. 4: Diese Zeitschr. 4, 415, 1903.

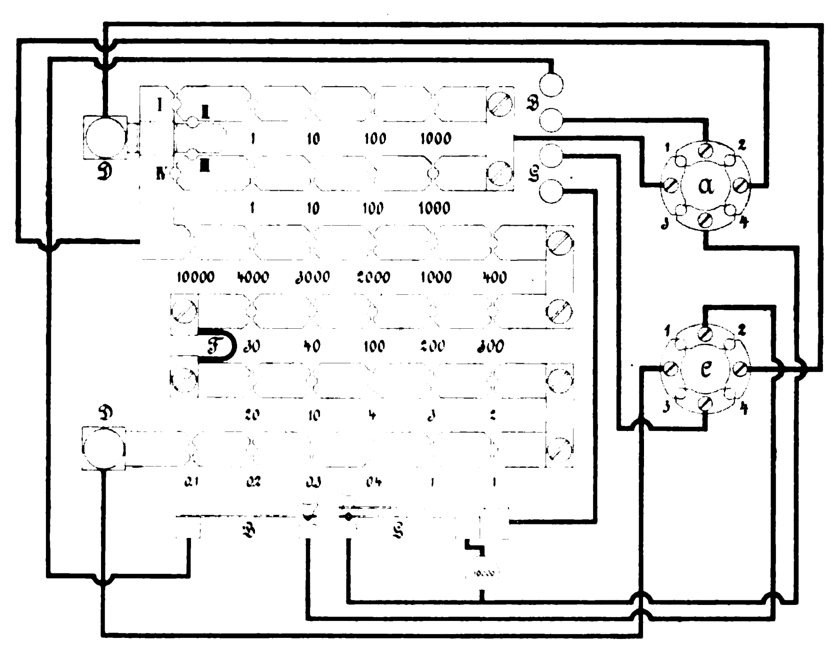


Fig. 2.

An der dem Beschauer von Fig. 1 abgewandten Seite des Kastens sind die beiden Kommutatoren *A* und *C* angebracht, welche durch Umstecken zweier Stöpsel eine Vertauschung von Galvanometer und Batterie gestatten. Stecken die zwei Stöpsel je in *A* und *C* in den Löchern 1 und 4, dann liegt, wie ersichtlich, das Galvanometer am Zusammenhang von fraglichem Widerstand und einer Seite, sowie von Zählrheostat und der anderen Seite des Übersetzungsrheostaten, während die Batterie einerseits ans Mittel der Verhältniszahlen, andererseits an Zählrheostat und fraglichen Widerstand angeschaltet ist. Füllt man bei *A* und *C* jeweils die Löcher 2 und 3 aus, dann ist obige Schaltung umgedreht, d. h. an Stelle des Galvanometers tritt die Batterie und umgekehrt.

Galvanometer wird bei *G*, die Batterie bei *B* ein für allemal angeschaltet. Je eine Seite von Batterie und Galvanometer passiert vor den Kommutatoren *A* und *C* die beiden Taster *B* und *G*. Über *B* ist nichts weiter zu bemerken. *G* ist ein Successivschlüssel mit Arretierung auf den oberen Kontakt. Dreht man nämlich (Fig. 1) den Hartgummiriegel *C* unter die untere Feder *B*, dann kann der Schlüssel nicht gänzlich niedergedrückt werden, und dem Galvanometer sind, wie aus dem-Schema (Figur 2) ersichtlich, 10000 Ohm vorgeschaltet. Ist der Riegel herausgedreht, dann kann der Schlüssel ganz herabgedrückt werden und der Vorschaltwiderstand von 10000 Ohm ist kurz geschlossen.

(Eingegangen 16. Juni 1903.)

REFERATE.



Elektrotechnik.

Besorgt von Prof. Dr. **H. Th. Simon.**

T. P. Black, Eine einfache Methode, die grosse Durchdringungsfähigkeit gewisser Radiumstrahlen nachzuweisen. The Electrician 1, 318. 21. August 1903.

Zwei vollständig gleiche kleine Funkenstrecken sind parallel geschaltet und mit den äusseren Belegungen zweier Leydener Flaschen verbunden; die inneren Belegungen führen zu einer Wimshurst-Maschine. Wird die eine der beiden Funkenstrecken den Radiumstrahlen ausgesetzt, so wird bekanntlich die Luft in ihrer Umgebung ionisiert, die Funken werden diese Funkenstrecke vor der anderen bevorzugen. Der Verf. zählt die an beiden auftretenden Funken und konnte so z. B. noch durch eine Bleiplatte von 8,5 cm Dicke die Wirkung der Strahlen eines Centigrammes Radiumbromid sicher nachweisen. Das Verhältnis der Funken an der belichteten Funkenstrecke zu der an der anderen betrug dabei 42 zu 8 und — bei Vertauschung — 41 zu 9.

M. Reich.

(Eingegangen 2. September 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Lüppo-Cramer, Die Trockenplatte, ihre Eigenschaften und ihre Behandlung in der photographischen Praxis. 8⁰. VII und 99 S. mit 6 Tafeln. Berlin, G. Schmidt. 1903. Gebunden 3 M.

Bei dem Umfang der photographischen Litteratur wird man sich bei Neuerscheinungen billig fragen dürfen, ob es nötig war, die grosse Zahl vorhandener Lehrbücher noch zu vermehren. Man hat da oft genug den Eindruck, die neuen Bücher verdankten ihre Existenz weit mehr buchhändlerischer Spekulation als einem Bedürfnis, oder dem Beruf des Verfassers, etwas Neues zu sagen. Nun, bei der reichen Erfahrung, die dem Verfasser des hier angezeigten Buches als Leiter photographisch-technischer Laboratorien zur Verfügung steht, bei seiner aus früheren Publikationen bekannten Eigenart, war von ihm jedenfalls etwas Originelles zu erwarten. Er hat diese Erwartung nicht getäuscht. In grossen Zügen, durchaus elementar werden die Eigenschaften der Trockenplatte, ihre Herstellung und ihre Behandlung besprochen. Mit seiner Auffassung über verschiedene Arten des amorphen Bromsilbers, die Cramer sich für die Theorie des latenten Bildes zurechtgelegt hat, wirft er freilich die Grundlagen der Thermodynamik über den Haufen. Zur Prüfung des Dunkelkammerlichtes kommt doch das Hauberrissersche blaue Gläschen, das bei gutem Licht schwarz erscheint, nicht in Betracht und bei fehlendem Spektroskop wäre die Probe an der Platte selbst entschieden vorzuziehen. So einfach darf man den alten Pyrogallolentwickler doch nicht als braune Brühe abtun; „den Entwicklersubstanzenschatz auf wenige, Metol und Hydrochinon ev. Glycin zu restringieren" geht auch schwerlich an. So klein sind die Unterschiede in der Arbeitsweise der Entwickler nicht, wie Verf. angiebt; der Hurter-Driffieldsche Satz von der Unveränderlichkeit der Tonabstufung ist längst verlassen und die erreichbaren Veränderungen sind sehr deutlich; dass alle Entwickler dasselbe geben, wenn die Belichtung für jeden einzelnen passend gewählt wird, ist zwar richtig, aber darauf ist kein Wert zu legen, da diese Normalbelichtung fast nie gegeben ist und daher ist die Unterscheidung zwischen weich und hart arbeitend wohl gerechtfertigt. Diese Ausstellungen sollen nicht den Wert des Buches bestreiten, das diese Widersprüche herausfordernd, gewiss befruchtend wirken wird; sie heben eben die von allen gültigen Anschauungen verschiedene Meinung des Verf. über diese Dinge hervor. E. Englisch.

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

C. Kaiserling, Lehrbuch der Mikrophotographie. 8⁰. VIII u. 179 S. mit 54 Abb. Berlin, G. Schmidt. 1903. Preis 4 M.

Das Buch ist eine neue, erweiterte und auf den heutigen Stand der mikrophotographischen Technik gebrachte Ausgabe des Kapitels über Mikrophotographie in des Verfassers Praktikum der wissenschaftlichen Photographie. Einiges ist über Entwickelung und Kopierverfahren hinzugekommen; den Physiker dürfte hauptsächlich der Abschnitt über Projektion interessieren, in dem die Epidiaskope für undurchsichtige Objekte besonders beschrieben sind. Die Beschreibung der Herstellung von Wandtafeln ist wertvoll für den Lehrer. Das Buch verzichtet auf die Diskussion des Strahlenganges im Mikroskop und giebt nur praktische Winke; eine sehr elegante Methode der Einstellung bei mikroskopischen Objektiven stammt vom Verfasser selbst. E. Englisch.

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

Hermann Hoernes, Die Luftschiffahrt der Gegenwart. gr. 8. XV, 264 S., mit 1 Tafel u. 161 Abbildungen. Wien, A. Hartlebens Verlag. 1903. Gebunden 5 M.

Franz Linke, Moderne Luftschiffahrt. gr. 8. 296 S. mit 37 Abbildungen auf 24 Tafeln. Berlin, A. Schall. 1903. M. 7.50.

Es sind zwei Bücher, die zugleich erscheinen und dem gleichen Zweck gewidmet sind, — und die dennoch an Inhalt und Auffassung weit voneinander abweichen. Man erkennt daran, wie gross das Gebiet ist, und wie verschieden es aussieht, je nach dem Standpunkt des Beschauers.

Nach kurzer Erläuterung einiger Begriffe berichtet Hoernes zunächst (auf 70 Seiten) über eine Reihe von interessanten Fahrten mit Kugelballons, wobei eine Einteilung in Zielfahrten mit und ohne Zwischenlandung, Hochfahrten, Weitfahrten, Dauerfahrten, Weit- und Dauerfahrten vorgenommen wird. Der folgende Abschnitt (25 Seiten) bezieht sich auf die meteorologische Luftschiffahrt, mit Berücksichtigung des Fesselballons und des unbemannten Registrierballons; Mitteilungen über die Instrumente und die Organisation der internationalen meteorologischen Simultanfahrten schliessen hier ab. Weiterhin werden (40 Seiten) der lenkbare Luftballon und die mit ihm bisher erzielten Erfolge besprochen. Das Urteil des Verfassers über die Aussichten für die Zukunft des lenkbaren Ballons erfahren wir z. B. durch die folgenden Worte:

„Wohl ist der Leidensweg, den sie bisher

zurücklegten, ein langer und dornenvoller gewesen, und vielfach mit Leichen bedeckt; aber ich sehe in nicht weiter Ferne eine glückliche Zukunft winken.

Auch in weiteren Kreisen fängt die Erkenntnis seiner praktischen Verwendbarkeit zu reifen an."

Der noch bleibende Teil des Buches (100 S.), nicht viel weniger als die Hälfte, sind dem Drachen, dem persönlichen Kunstflug und der Flugmaschine gewidmet. Es wird eine ausserordentliche Zahl von Konstruktionen, Versuchen und Projekten besprochen. — Bei den Drachen für meteorologische Zwecke vermisse ich freilich gerade die gebräuchlichsten Ausführungen des Kastendrachens, bei welchen das Gerippe die Flächen einfasst. Dem interessanten Berichte über die Ergebnisse des persönlichen Kunstfluges schliesst der Verfasser die Worte an: „Vom theoretischen Standpunkte aus ist für uns Menschen nur die Ausführung des Gleitfluges denkbar, wollen wir mit unserer Muskelkraft allein den Flug durch die Lüfte wagen. Dieser Flugsprung präsentiert sich als eine Nachahmung des Fluges der Flugbeutler, der Flughörnchen, Heuschrecken u. dergl. Tiere. Ein wirklicher Fortschritt der bezeichneten Frage wäre nur durch Zuhilfenahme eines leichten Motors zu erwarten." An die Besprechung der Flugmaschinen werden im Schlusswort des Buches folgende Bemerkungen geknüpft: „Die Namen ihrer Projektanten und „Erfinder" sind zahllos wie der Sand am Meere, und dabei tauchen diese, meist abenteuerlichen Projekte nur auf, um alsbald wieder im Dunkel zu verschwinden."

Dann aber: „Von den nur 0,2 kg schweren, mit Kautschukschnüren betriebenen Spielzeugen ausgehend (1871), ist man heute zu 60-fach schwereren, mittels Dampf betriebenen Modellen gekommen, deren Weglänge und Zeitdauer sich verhundertfachten.

Gedenken wir noch jener rapiden Entwickelung und Vervollkommnung der Technik, welche unserem Jahrhundert den Stempel aufdrückt, so lässt sich auch daraus für die Flugtechnik ein günstiger Schluss ziehen." —

Dr. Linke sagt im Vorwort: „Nicht soll dem Fachmann eine wissenschaftliche Abhandlung geboten werden; nein, Freunde diesem schönsten Sport zu werben, sowie Verständnis für unsere Thätigkeit und eine Würdigung der grossen Fortschritte der letzten Jahrzehnte zu ermöglichen, ist der Grundgedanke." —

Drei Viertel des Buches sind dem bemannten Kugelballon gewidmet, sodass dieser bei weitem im Vordergrunde des Interesses steht. Wir erfahren Ausführliches über seine Geschichte, seine Konstruktion, seine Ausrüstung, seine Führung beim Aufstieg, unterwegs und bei der Landung. Eine frische und geschickte Darstellung macht es möglich, eine Fülle von Einzelheiten zur Sprache zu bringen und doch, statt zu ermüden, das Gefühl der unmittelbaren Anteilnahme an dem Beschriebenen zu erwecken. Das lustige Treiben der jugendlichen Sportbeflissenen wird uns verraten. Mit Feuer werden die Schönheiten der Fahrt geschildert. Die Schlussworte lauten hier: „Kann man es da wohl den Menschen, die sich eine gewisse Elastizität des Geistes und des Körpers in dem aufreibenden modernen Leben gerettet haben, verdenken, wenn sie dann und wann den Bücherstaub von sich abschütteln, das Kontor, das Bureau oder den sonstigen Schauplatz ihres täglichen Wirkens verlassen, um diese Schönheiten unserer Natur so recht ungetrübt und frisch zu geniessen! Und wie könnten sie das besser erreichen, als wenn sie sich durch den Ballon dahin tragen lassen, wohin der Wind weht? . . .

Viele werden hier mitfühlen können und sie mögen, wenn sie es noch nicht gethan haben, den Kreis derer vergrössern, die Sinn dafür haben, bei frischer Sportsthätigkeit zugleich die Erhabenheit unserer Natur zu bewundern. Diesen zukünftigen „Luftkollegen" ein frohes „Glück ab". —

Dass ein paar mal in unbedeutenden Dingen kleine Ungenauigkeiten in der Auffassung unterlaufen, die vielfach geäusserten Ansichten entsprechen, aber vor einer strengen Prüfung nicht bestehen können, ist ganz ohne Belang und neben den Vorzügen des Buches verschwindend. —

Neben dem sportlichen Interesse kommt (auf 50 Seiten) das Interesse der Wissenschaft mit seinen mannigfachen wichtigen Problemen eingehend zur Geltung.

In den drei letzten Kapiteln (je etwa 20 S.), werden Registrier- und Fesselballon, sowie Drachen, dann die militärische Luftschiffahrt und schliesslich die Luftschiffahrt mit lenkbaren Ballons besprochen. Einige Bemerkungen des letzten Kapitels beziehen sich auch auf die Flugmaschinen. Der Verfasser schliesst: „Aus der ‚lenkbaren' Luftschiffahrt konnte ich also dem Leser nur Hoffnungen und Wünsche vorführen. Aber ich denke, auch dieser Abschnitt wird ihm gezeigt haben, dass etwas im Werden begriffen ist, das Aussicht auf Erfolg hat. Tüchtige Köpfe, geschickte Hände und kühne Herzen arbeiten hier zusammen, und die Völker harren mit Spannung, was sie hervorbringen werden. Sollte es uns beschieden sein, Zeugen zu werden, wie der Lieblingstraum der Menschheit in Erfüllung geht?" —

Vergleichen wir die Bücher von Hoernes und Linke, die uns beide einen reichen und wertvollen Inhalt bieten, so ist es erfreulich, zu bemerken, dass sie sich ergänzen. Wer vor-

nehmlich über die Luftschiffahrt mit lenkbaren Ballons und Flugmaschinen Aufschluss haben will, der nehme das Buch von Hoernes zur Hand; — wer aber die Fahrt im Kugelballon mit ihren sportlichen Reizen und in ihrer wissenschaftlichen Bedeutung kennen lernen will, der lese das Buch von Linke. Bei Hoernes treten die deutschen Arbeiten zurück, bei Linke stehen sie voran. —

Besonders hervorzuheben ist bei beiden Büchern die reiche Ausstattung mit Abbildungen. E. Wiechert.

(Eingegangen 16. Mai 1903.)

F. Niethammer, Elektrotechnisches Praktikum. gr. 8. XIV und 370 S. mit 523 Abbildungen. Stuttgart, F. Enke. 1902. M. 9.—

Ein Werk, in dem man so ziemlich alles zusammengestellt findet, was von methodischen und apparatlichen Hilfsmitteln in der Elektrotechnik existiert, aus einer reichen Erfahrung heraus für den Praktiker handgerecht geordnet, ist sicherlich ein Bedürfnis gewesen. Wenn der Verfasser aber, wie es nach der Anordnung des Buches scheint, zugleich einen für den elektrotechnischen Messunterricht bestimmten praktischen Lehrkurs zu geben beabsichtigte, so kann dem Ergebnisse nicht so rückhaltlos zugestimmt werden. Für einen solchen Zweck ist die Fülle des Gebotenen ein Fehler, der Fehler, an dem die elektrotechnische Ingenieurausbildung heute m. E. krankt. Nicht dass jede nur denkbare oder irgendwo angegebene Methode einmal durchprobiert wird, kann und muss uns die Aufgabe eines praktischen Messunterrichtes sein, sondern dass das kritische Bewusstsein beim Experimentieren geweckt und geschult wird; dass der Arbeiter lernt, keinen Schritt zu thun, ohne sich in voller Schärfe über seine Konsequenzen, über seine Berechtigung und die Aussichten klar zu sein; dass er, in dieser Hinsicht auf festen Füssen, seinen Messresultaten vertrauen lernt. Der Verfasser ist hierin auch ganz mit mir einig, wie sein Vorwort zeigt, und der Seitenhieb auf das Quälen mit allzu theoretischen Problemen, welches durch die praktische Methode ersetzt werden soll, ist, wie das Buch selbst beweist, nur eine Konzession an die in Ingenieurkreisen leider eingerissene Geringschätzung der „grauen Theorie". Nicht zuviel Theorie wird getrieben, sondern zu wenig, d. h. zu wenig echte, ich möchte sagen praktische Theorie. In der unorganischen Vorführung tausendfältiger Einzelheiten werden die Kräfte zerstreut, wird das produktive Schaffen ertötet, statt dass die grossen Gesichtspunkte, die ewigen Leitmotive aus der Vielheit herausgeschält zu einer stets hilfsbereiten geistigen Potenz entwickelt und in Fleisch und Blut eingepflanzt werden. Im Gegensatz zu dem Verfasser möchte ich meinen, dass uns gerade in dieser Art von echter Theorie die amerikanischen Ingenieure „über" sind; sie „können" etwas, während unsere jungen Leute zuviel, zu vielerlei wissen. Man sehe nur unsere elektrotechnische Litteratur der letzten Jahre an, überall ist Breite, nirgendwo fast Tiefe. Das Bedürfnis nach klarer theoretischer Einsicht in die Dinge ist geringer geworden, man vernachlässigt die Wissenschaft, die diese Klarheit vermittelt, Physik, theoretische Physik. Nicht die Messpraxis ist das primär Notwendige, deren Beherrschen das Zurechtfinden in „der allenfalls notwendigen Theorie" erleichtert, sondern der festgefügte theoretische Boden, die klarbewusste Einsicht in die grossen Zusammenhänge alles physikalischen Geschehens ist das Wichtigste, woraus die Beherrschung der Messmethoden, worauf überhaupt die Praxis als etwas geradezu Instinktives herauswächst; für den wenigstens, der überhaupt zu einem Praktiker geboren ist. Dass übrigens der Verfasser selbst ganz auf diesem theoretischen Boden steht, sieht man auf Schritt und Tritt. Eine recht gute und strenge theoretische Übersicht über die „Grundgesetze" wird gegeben. Hier findet man z. B. bei dem allgemeinen Integral der Wechselstromdifferentialgleichung auch die das Verhalten beim beginnenden und aufhörenden Strome charakterisierenden Exponentialausdrücke mit aufgeführt und diskutiert, etwas, wovon der grösste Teil unserer elektrotechnischen Darstellungen sonst garnichts mehr weiss. Dem praktischen Ingenieur aber können diese Glieder oft auf das unangenehmste seine Kreise stören. Auch die Theorie des ballistischen Galvanometers ist gegeben, wenn auch bei weitem nicht in der klaren und eleganten Form, wie sie sich in F. Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik findet. Von dem elektrischen Kapitel dieses unseres klassischen Werkes über praktische Messkunde unterscheidet sich das vorliegende Buch einmal durch die Aufzählung und Beschreibung aller für die betreffenden Methoden ausgebildeten speziellen Apparatformen, dann durch Empfehlung gewisser Übungsaufgaben am Schlusse jedes Kapitels. Indes wirkt gerade hier die Fülle der Aufgaben erdrückend.

Als eine Art von Handbuch der elektrotechnischen Messmethoden und Messapparate erscheint mir demnach das Werk ein wertvoller Beitrag zu sein; als Leitfaden zum Gebrauche im Unterricht ist es zu wahllos reich, und darum nicht imstande, dem Studierenden in bester Zeitausnutzung das zu vermitteln, was ihm ein Praktikum vermitteln soll: die Fähigkeit, sich einer neuen Aufgabe zielbewusst und beherrschend gegenüberzustellen. H. Th. Simon.

(Eingegangen 20. Mai 1903.)

Henry A. Rowland, Physical Papers (Physikal. Abhandlungen). XI u. 687 S. Baltimore, The Johns Hopkins Press. 1902.

Die schon angekündigte Herausgabe der physikalischen Abhandlungen des amerikanischen Forschers liegt hiermit in einem stattlichen Bande vor. Eine schöne Heliogravüre von Rowland sowie eine von Mendenhall gehaltene Gedächtnisrede sind vorangestellt; eine sehr dankenswerte Beschreibung der Rowlandschen Teilmaschine ist von dem Herausgeberkomitee beigefügt mit schönen Konstruktionszeichnungen und Abbildungen. Da Rowland selbst die Maschine niemals publiziert hat, so ist dieser Anhang ganz besonders wertvoll. Die Werke Rowlands werden stets eine Fundgrube für den Physiker bleiben, somit hat die Johns Hopkins Universität mit der Herausgabe nicht nur das Andenken ihres hervorragenden Mitgliedes geehrt, sondern auch der physikalischen Wissenschaft einen Dienst erwiesen.

H. Th. Simon.

(Eingegangen 25. Mai 1903.)

W. Weiler, Physikbuch, mit 1074 in den Text eingedruckten farbigen Abbildungen. Ein Lehrbuch der Physik zur Selbstbelehrung und für den Schulunterricht. gr. 8. LVII u. 727 S. Esslingen, J. F. Schreiber. 1902. Gebunden 12 M.

Das durch seinen ungewöhnlich reichen Inhalt sowie durch eine sehr grosse Zahl von Abbildungen ausgezeichnete Werk ist, wie die Vorrede angiebt, für den Schulunterricht sowie zur Selbstbelehrung bestimmt. Als Schulbuch wird es allerdings sich nur dann mit Vorteil verwerten lassen, wenn ein besonders urteilsfähiger Lehrer eine richtige Auswahl aus der reichen Fülle zu treffen und die etwas spröde, keineswegs methodische Darstellung zu beleben versteht. Als Nachschlagebuch wird das Werk stets seinen besonderen Wert haben.

Die Vorzüge des Werkes bestehen in einer ausgiebigen Angabe von experimentellen Hilfsmitteln, sowie in der erfreulichen Berücksichtigung der modernen Technik, die in allen Teilen in gleichem Masse Beachtung findet und durch Wort und Bild erläutert wird. Recht lobenswert ist auch das Bemühen, der Energetik möglichst Rechnung zu tragen; namentlich gilt dies für die Mechanik und Elektrizitätslehre, weniger für die Wärmelehre, die weit vertiefter behandelt werden könnte, wenn die Energieverhältnisse hier nicht bloss in einem kurzen Anhange besprochen würden, sondern als Grundlage sämtlicher Betrachtungen dienten.

Erfreulich ist auch der Umstand, dass der Verfasser auf quantitative Bestimmungen vollen Wert legt und messende Versuche reichlich eingeflochten werden. Trotz der Reichhaltigkeit des Inhaltes ist doch zuweilen eine gewisse Ungleichheit in der Behandlung fühlbar. Manches Wichtige (z. B. Klanganalyse der Vokale, Gaskraftmotoren, Beugungsgitter) wird kaum gestreift, während unwesentliche Dinge (z. B. die thermoelektromotorische Kraft von Erzen (I, S. 137) ausführlich angegeben werden.

Wenn der Verfasser auf die Kolorierung seiner Bilder besonderen Wert legt, so kann ich ihm hierin nicht ganz beipflichten. Es wird dadurch verhältnismässig wenig gewonnen und das Buch unverhältnismässig verteuert. Es wäre vielmehr zu wünschen gewesen, dass die Bilder an und für sich sorgfältiger ausgeführt wären, dabei hätten viele ganz gut schematisch gehalten werden können. Eine grosse Zahl der Abbildungen ist recht verfehlt; wir führen nur einige an, so z. B. die des menschlichen Auges (V 102), des Ohres (III 24), des Kehlkopfes (III 70—72); bei der Darstellung des Siemensschen Cylinderinduktors (I 322) ist die Stellung der Bürsten falsch, die Darstellung der „Dampfkugel" (IV 32) ist völlig unverständlich, auch die Abbildungen der Dampfmaschinen in diesem Bande geben alte verbrauchte Modelle, die niemand heutzutage mehr so ausführt.

O. Behrendsen.

(Eingegangen 5. Juni 1903.)

W. Weiler, Physikalisches Experimentier- und Lesebuch mit vielen Freihandversuchen. gr. 8. XII u. 143 Seiten mit 257 farbigen Abbildungen. Esslingen, J. F. Schreiber. 1902. Preis 3 M.

Das Buch kann einem Knaben, der über verhältnismässig reiche experimentelle Mittel verfügt, bei seiner Beschäftigung mit den Grundlehren der Physik wohl förderlich sein. Von den farbigen Bildern gilt dasselbe, was in der Besprechung des „Physikbuches" bemerkt wurde; manche derselben sind gänzlich verfehlt, wie z. B. Abbildung 58 von der hydraulischen Presse, bei der beide Kolben und Cylinder gleichen Durchmesser besitzen.

O. Behrendsen.

(Eingegangen 5. Juni 1903.)

E. H. Schütz, Die Lehre von dem Wesen und den Wanderungen der magnetischen Pole der Erde, ein Beitrag zur Geschichte der Geophysik. gr. 8. XII u. 76 S. mit 4 Tabellen und 5 kartographischen Darstellungen. Berlin, Dietrich Reimer (Ernst Vohsen). 1902. Gebunden 10 M.

Die Aufgabe der Geophysik ist es, die physischen Zustände und Vorgänge auf der Erde so zu erklären, wie sie der Zufall geschaffen hat. Wir können hier nur in sehr viel bescheidenerem Masse sowohl die theoretische Überlegung, wie auch das Experiment heranziehen, als dies in der reinen Physik möglich ist. An Stelle des Experiments tritt die Be-

obachtung, und wo bei dem planmässig aufgebauten Experimente eine relativ geringe Zahl von Einzelwerten die Frage genügend genau beantwortet, liegt es im Wesen der Beobachtung der gegebenen Natur, dass nur eine grosse Zahl von Einzeldaten diese Aufgabe löst. Daher verlangt jedes Gebiet der Geophysik längere Beobachtungsserien und ist nach seinem heutigen Erkenntnisstand mehr von seiner historischen Entwicklung abhängig als die reine Physik.

Es ist daher mit Bestimmtheit zu erwarten, dass historische Untersuchungen und Forschungen auf dem Felde der Geophysik von grossem Nutzen sein werden. Haben dies, in Bezug auf den Erdmagnetismus, schon z. B. die mühsamen Quellenstudien van Bemmelens, ferner die ergebnisreichen Forschungen von G. Hellmann u. a. gezeigt, so geht es aufs neue aus vorliegender Arbeit hervor. Ihre Tendenz liegt geradezu darin, zu zeigen, wie aus der Vereinigung zweier scheinbar so getrennten Forschungsmethoden, wie der historischen und der exakten eine einheitlichere Darstellung zu erlangen ist, als ohnedem.

Inhaltlich zerfällt das Buch in vier Kapitel, deren erste drei die geschichtliche Entwicklung der Anschauungen vom Wesen des Erdmagnetismus von den ersten Anfängen bis zur Aufstellung der Theorie von Gauss vorführen, während das letzte die Annahmen über die Wanderungen der magnetischen Pole eingehend diskutiert. Die verschiedenen, hier vorhandenen Untersuchungen geben bekanntlich durchaus nicht dieselben Polwege, weshalb denn auch Verfasser die Notwendigkeit besonders betont, in Zukunft das Wandern der Pole durch direkte Beobachtung zu verfolgen.

Was den magnetischen Nordpol anbetrifft, so ist dieser ja von J. C. Ross 1831 direkt durch Beobachtung gefunden worden und es ist sehr dankbar zu begrüssen, dass der Verf. sowohl die Beobachtungen Ross', als auch seine diesbezüglichen Arbeiten in vorliegendem Werke wiederum zum Abdruck bringt. Inzwischen ist vor einem Monate Kapitän R. Amundsen mit einer kleinen, aber für ihre Zwecke vorzüglich ausgestatteten Expedition nach dem Norden aufgebrochen, um wieder durch direkte Beobachtungen die Lage des magnetischen Nordpols der Erde mit aller wünschenswerten Genauigkeit festzulegen.

Bei der Ausarbeitung des Planes zu seiner Expedition hat vorliegendes Werk ihm wesentliche Dienste geleistet.

Eingehende Citate und reichhaltige Litteraturnachweise unterstützen den Text.

A. Nippoldt.

(Eingegangen 19. Juni 1903.)

J. M. Eder, Die Photographie mit Chlorsilbergelatine. 5. Aufl. gr. 8. VII u. 173 S. mit 20 Abb. Halle a. S., Wilh. Knapp. 1903. M. 5.—

Der die Gelatineverfahren behandelnde Band liegt mit diesem Hefte in fünfter Auflage vollständig vor. Die Chlorsilbergelatine dient hauptsächlich zur Herstellung von Diapositiven und Projektionsbildern, und beansprucht damit eine gewisse praktisch-wissenschaftliche Bedeutung. Des weitern sind die bei allen Gelatineverfahren auftretenden Fehler im vorliegenden Hefte behandelt und die mitgegebenen Tafeln weisen zurück auf Eders ausgedehnte Arbeiten über das Schwärzungsgesetz in früheren Heften desselben Bandes. Doch werden im vorliegenden die neuesten Arbeiten des Verfassers auf diesem Gebiet nachgetragen und die Verwendung optisch sensibilisierter Chlorsilbergelatine auf photometrische Aufgaben, wie die Bestimmung der Helligkeit und Farbe des Lichtes in Schulzimmern behandelt. Ungemein dankenswert ist der Nachtrag, in dem der Verfasser gesammelt hat, was seit der vor etwa zwei Jahren erfolgten Ausgabe der ersten Lieferungen des Werkes neu erkannt worden ist. Das ist objektiv und, soweit ich sehen kann, ganz vollständig. Nur der Versuch soll für sich selbst sprechen. Erfreulich ist darum dieser Abschnitt aber nicht; Abney klagte vor Jahren über Quacksalberei in der photographischen Litteratur; das ist zwar besser geworden, aber es ist bedauerlich, mit welch rührender Litteraturunkenntnis drauf los publiziert wird; wie hier Versuche für etwas ausgegeben werden, deren Wertlosigkeit für jeden auf der Hand liegt. Es ist oft, als habe man nie etwas von physikalischer Chemie gehört und glücklicherweise ist es auf photographischem Gebiet allein üblich, Dinge, die man nicht wiedergefunden hat, weil der Versuch schlecht geführt war, zu veröffentlichen. Das bedeutet nun durchaus keinen Vorwurf gegen den Verfasser, der pflichtgemäss sammelte und sichtete und dessen Arbeit der Durchforstung des Tohuwabohus ich aufrichtig bewundere. Er hat damit uns die Mühe erspart, uns durch den Wirrwarr selbst durchlesen zu müssen und wir sind sicher, richtig geführt zu sein, wenn wir ihm folgen. Die Wertung des Berichteten ist dann unsere Sache.

E. Englisch.

(Eingegangen 22. Juni 1903.)

Hans Lorenz, Lehrbuch der technischen Physik. Erster Band: Technische Mechanik starrer Systeme. gr. 8. XXIV u. 625 S. mit 254 Abbildungen. München, R. Oldenbourg. 1902. M. 15.—

Das vorliegende Werk bildet den ersten Band eines Lehrbuches der technischen Physik

und soll „für Ingenieure, Mathematiker und technische Physiker, welche bis zur selbständigen Lösung schwieriger konkreter Probleme vordringen wollen, sich als Führer auf diesem Wege nützlich erweisen und eine solide Grundlage für das Studium des ganzen Lehrgebäudes der technischen Physik bilden". Der zweite Band des Lehrbuches wird der Mechanik der deformierbaren Körper, der dritte Band der Wärmelehre, und zwei weitere Bände sollen der technischen Elektrizitätslehre und Optik gewidmet sein.

In dem Buche wird mit Recht auf die Trennung der Mechanik in Statik und Dynamik vollkommen verzichtet, um die Bewegungserscheinungen in den Vordergrund treten zu lassen. Die Einteilung geschieht vielmehr so, dass in dem ersten Kapitel von dem Zeitbegriff zunächst noch abgesehen und in ihm die geometrische Bewegungslehre kurz entwickelt wird. Als Beispiele dieser Lehre bieten sich die Theorien des Polarplanimeters, des Hookeschen Schlüssels und der Zahnprofilierung. Erst im zweiten Kapitel tritt als weitere Veränderliche zu den Raumkoordinaten die Zeit hinzu. Es ergeben sich die Begriffe der Geschwindigkeit und Beschleunigung. In diesem Kapitel wird schon vor Einführung des Kraftbegriffes die Wurfbewegung, die Planetenbewegung, die harmonische Schwingung, die Bewegung im Kurbelgetriebe, die einfache Pendelbewegung, sowie unter Benutzung des allgemeinen Begriffes der Zwangsbeschleunigung die Theorie der gezwungenen Bewegung abgehandelt. Das dritte ausführliche Kapitel ist der Theorie der Relativbewegung gewidmet. Als Beispiel der freien Relativbewegung ist diejenige eines Punktes auf der Oberfläche der Erde, als Beispiel der gezwungenen Relativbewegung diejenige des Zentrifugalpendels und des Foucaultschen Pendels erörtert. Erst bei Beginn des vierten Kapitels, das die Dynamik des materiellen Punktes umfasst, werden die Begriffe der Kraft und der Masse entwickelt und die Grundgesetze der Mechanik als Ergebnisse wissenschaftlicher Erfahrung aufgestellt. Hervorzuheben sind in diesem Kapitel die sehr eingehenden Abschnitte über die Schwingungsbewegung unter dem Einfluss einer konstanten Reibungskraft, über die gedämpften Schwingungen, sowie über die erzwungenen Schwingungen ohne Dämpfung und mit Dämpfung. Die Störungsfunktion wird bei den erzwungenen Schwingungen als durch eine Fouriersche Reihe gegeben angenommen.

Die Mechanik starrer Systeme ist aus pädagogischen Gründen in 2 Teile zerlegt, indem Kapitel V die verhältnismässig einfach zu behandelnde Mechanik ebener Systeme darstellt, während in Kapitel VI die schwierigeren Abschnitte über die Mechanik räumlicher Systeme folgen. Die graphischen Methoden sind nur kurz gestreift, da sie in besonderen Lehrbüchern behandelt sind. In Kapitel V finden zunächst die bekannten ebenen Probleme der technischen Mechanik ihre Stelle: das Gleichgewicht starrer Systeme, das einfache und das zusammengesetzte materielle Pendel (Glocke und Klöppel), die Theorie der Hebelwage, der Zapfenreibung, des Rollenwiderstandes und der Bewegung der Fuhrwerke, Gleichgewicht und stationäre Bewegung ebener Seilsysteme, Seilreibung und Seilsteifigkeit. Besonders bemerkenswert aber sind in diesem Kapitel die Untersuchungen über die zwangläufige Bewegung eines Stabes, von dem 2 Punkte an starre ebene Kurven gebunden sind, und die daran sich anschliessenden schönen und sehr wertvollen Untersuchungen des Verfassers über das Kräftespiel im Kurbelgetriebe. In dem Kapitel über die Mechanik räumlicher Systeme geht der Verfasser bis zur Entwickelung der Eulerschen Gleichungen. Unter den Anwendungen findet sich ein kurzer Abschnitt über die Kreiselbewegung und über die Präzession der Erdachse und ein eingehender Abschnitt über das materielle Zentrifugalpendel, in dem die Regulierungsvorgänge nach Wischnegradsky ausführlich dargestellt werden. Von besonderem Werte ist hier der Abschnitt über den Massenausgleich mehrkurbeliger Maschinen, der die eigenen Untersuchungen des Verfassers klar wiedergiebt. Ein kurzer Abschnitt über die Theorie der Dimensionen und Modelle beschliesst das Kapitel. Mit Freude wird man das letzte sehr verdienstvolle Kapitel des Buches, Abriss der geschichtlichen Entwicklung der Mechanik starrer Systeme, begrüssen, in welchem der Verfasser auch über die Entwicklung der technischen Mechanik bis auf die neueste Zeit berichtet. Mit Recht macht er das d'Alembertsche Prinzip zur Grundlage für die Behandlung seiner Mechanik. Denn bei der Anwendung dieses Prinzips werden die inneren Kräfte des Systemes mit erhalten, wodurch der Ingenieur in den Stand gesetzt ist, die Beanspruchung einer Konstruktion und aller ihrer Teile sich anschaulich zu machen und zu berechnen. Daher werden die Lagrangeschen Gleichungen, bei denen dies nicht der Fall ist, erst in dem geschichtlichen Kapitel entwickelt und meiner Meinung nach in ihrer Bedeutung für die technische Mechanik durchaus richtig beurteilt.

Man kann hinsichtlich der Anordnung des Buches anderer Meinung sein als der Verfasser. Gerade die ersten Kapitel über die theoretische Bewegungslehre, über die gezwungene Bewegung und insbesondere über die Relativbewegung enthalten sehr schwierige Probleme, so dass es wohl besser gewesen wäre, die Begriffe der Kraft und der Masse viel früher einzuführen

und damit zuerst die leichteren Teile der Mechanik zu behandeln. Auch kommt man, streng genommen, in der Lehre von der Wurfbewegung, der gezwungenen Bewegung und der Zwangsbeschleunigung in der Art, wie sie der Verfasser behandelt, ohne den Satz von der Unabhängigkeit der Kraftwirkungen nicht aus. Die Gültigkeit dieses Satzes ist also in den Kapiteln II und III an verschiedenen Stellen schon stillschweigend vorausgesetzt. Manche grundlegenden Entwicklungen, wie insbesondere des d'Alembertschen Prinzips und des Prinzips der virtuellen Verschiebungen befriedigen nicht. Man hat das Gefühl, dass der Verfasser ihnen nicht die genügende Aufmerksamkeit geschenkt hat, während er andere Entwicklungen wiederum sehr gründlich behandelt hat.

Die Methode des Verfassers ist die rein analytische, während sonst in der technischen Mechanik manche Aufgaben dadurch anschaulicher werden, dass analytische und geometrische Methoden miteinander verbunden sind. Bezeichnend für das Buch ist es, dass z. B. der Begriff der Zentrifugalkraft, der bei der geometrischen Behandlung unentbehrlich erscheint, nirgends ausdrücklich entwickelt ist. Viele werden daher den Wunsch haben, dass in einer technischen Mechanik geometrische Methoden, da wo sie ebenso rasch zum Ziele führen, wie rein analytische, zu ihrem Rechte kommen, zumal da es gerade für Studierende der Mathematik, an die sich das Buch ebenfalls wendet, wertvoll wäre, in diese anschaulichen Methoden der technischen Mechanik eingeführt zu werden. Andererseits wird man aber nicht verkennen dürfen, dass manche Lehrbücher der technischen Mechanik darin zu weit gehen, so dass im Gegensatz dazu das Lorenzsche Buch in seiner streng durchgeführten Eigenart sehr anregend auf die weitere Entwicklung der technischen Mechanik wirken wird.

Von grossem Werte ist es, dass in dem Buche die Schwingungsprobleme so vollständig behandelt sind, da sie für den Techniker immer mehr in den Vordergrund treten. So hat die Anwendung der Fourierschen Reihen für die Berechnung der Torsionsschwingungen von Schiffswellen, wie sie von Lorenz in seiner Dynamik der Kurbelgetriebe zum erstenmal geschehen ist, in den Frahmschen Untersuchungen schon zu recht bedeutsamen praktischen Ergebnissen geführt. Von hervorragendem Interesse sind in dem vorliegenden Buche, wie oben hervorgehoben, die eigenen Untersuchungen des Verfassers über die Dynamik der Kurbelgetriebe und über den Massenausgleich, mit denen sich Lorenz ein grosses und bleibendes Verdienst um die technische Mechanik erworben hat. Eugen Meyer.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

Johannes Hundhausen, Zur Atombewegung. Kritik und Neues. gr. 8. 54 S. Leipzig, J. A. Barth. 1903. M. 1,20.

Der Referent glaubt sich bei Besprechung dieses Buches darauf beschränken zu dürfen, durch eine kleine Blütenlese den Inhalt seinem Werte nach zu beleuchten.

Der Verfasser wundert sich beim Betrachten des Niagarafalls, dass die Erwärmung des fallenden Wassers nur $^1/_9$ Grad beträgt und fügt hinzu: „diese Konzentration einer Welt von Energie mit der Wirkung = ca. 0!" Damit ist die Bedeutung des mechanischen Wärmeäquivalentes genügend charakterisiert. Krönig hat als Argument für die kinetische Auffassung des Gasdruckes die Ausbreitung einer kleinen Schwefelwasserstoffmenge durch ein grosses Zimmer angeführt. Zu dieser Diffusion schreibt der Verfasser: „Das thut aber feiner Staub ebenfalls und doch schreibt man ihm keine Eigenbewegung mit Hinundhergängen zu". — „Die Planetenrotation leitet sich ohne Schwierigkeit aus der einfachen Geradlinigkeit des freien Falles ab, denn alle Geraden werden sich bei realer Unendlichsetzung in sich schliessen. So erschaute Newton die Planetengravitation." — Das dürfte genügen, aber den tiefsinnigen Schlusssatz glaubt der Referent den zukünftigen Lesern und Nichtlesern dieses Buches dennoch nicht vorenthalten zu dürfen: „Also die Bewegung allein thut es nicht, und auch nicht die Ruhe — —; und nicht die Form für sich hat Erklärungswert, sondern die Form der Ruhe, welche die Bewegung formt, von der sie durch- und umflutet wird." Eine Interpretation dieses Satzes wird hoffentlich niemand von dem Referenten verlangen. Emil Bose.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

Franz Streintz, Das Leitvermögen von gepressten Pulvern. (Kohlenstoff und Metallverbindungen.) gr. 8. 52 S. m. 8 Abbildungen. Sammlung elektrotechnischer Vorträge. Band IV, Heft 3. Stuttgart, F. Enke. 1903. M. 1,20.

Der Verfasser giebt hier eine Zusammenfassung seiner Untersuchungen über die Leitfähigkeit gepresster Pulver. Darin werden nacheinander behandelt: Leiter erster und zweiter Klasse. Verhalten zur Temperatur. Methode zur Untersuchung des Leitvermögens von Pulvern. — Leiter der Elektrizität sind dunkelfarbig. Das Verhalten von Platinmohr. Das Verhalten von Kohlenstoff. Methode zur Untersuchung der Pulver bei höheren Temperaturen. Leiter besitzen Metallglanz. Schwierigkeiten der Untersuchung. Das Verhalten der Metalloxyde und Sulfide. Zusammenfassung der Ergebnisse.

Leiter bei gewöhnlicher Temperatur sind nur jene dunkelfarbigen Verbindungen, die sich unter hohen Drucken ohne Anwendung eines Bindemittels in bestimmte Formen mit metallischem Glanz und metallischer Härte bringen lassen. Sie sind sämtlich Leiter erster Klasse und lassen sich in zwei Gruppen scheiden, nämlich gutleitende, mit kleinem positiven Temperaturkoeffizienten und ziemlich schlechtleitende, deren Leitvermögen aber von der Temperatur stark beeinflusst wird. Unter die erste Gruppe gehört auch der Kohlenstoff. Oberhalb einer gewissen Umwandlungstemperatur wohnt den Verbindungen das Bestreben inne, aus einem Gebiete schlechterer Leitfähigkeit in ein solches besserer überzugehen. Emil Bose.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

August Becker, Kristalloptik. Eine ausführliche elementare Darstellung aller wesentlichen Erscheinungen, welche die Kristalle in der Optik darbieten, nebst einer historischen Entwickelung der Theorien des Lichtes. X u. 362 Seiten mit 106 Figuren. Stuttgart, F. Enke. 1903. M. 8.—

Der Grundgedanke des vorliegenden Werkes ist, die Krystalloptik zum Gegenstande einer eingehenderen Behandlung zu machen, die einerseits erheblich über das in den Lehrbüchern der Experimentalphysik Gegebene hinausgeht, andererseits nicht speziell für den Standpunkt des Mineralogen geschrieben ist. Es ist besonders Wert darauf gelegt, Theorie und Erfahrung gründlich ineinander zu verarbeiten. Die Darstellung ist einheitlich und möglichst elementar gehalten. Schwierigere Details sind in besonderen kleingedruckten Abschnitten in den Text eingestreut und können übergangen werden, ohne das Verständnis des Ganzen zu beeinträchtigen. Während im allgemeinen die Undulationstheorie den Ausführungen zu Grunde gelegt ist, dient ein besonderer Abschnitt über die elektromagnetische Theorie dazu, das Verständnis der neueren theoretischen Arbeiten zu vermitteln.

Der Inhalt des Werkes gliedert sich in eine allgemeine Einleitung und elf Kapitel: 1. geradlinige Polarisation, 2. Wellenflächen, 3. Chromatische Polarisation, 4. Cirkulare und elliptische Polarisation, 5. Drehung der Polarisationsebene, 6. Lamellare Polarisation, 7. Absorption in Kristallen, 8. Reflexion des Lichtes, 9. Optische Kristallanalyse, 10. Polarisationsapparate, 11. Theorien des Lichtes.

Die Darstellung ist flüssig und besonders vom didaktischen Standpunkte sicherlich zumeist mit grossem Geschick getroffen.

Emil Bose.

(Eingegangen 23. Juni 1903.)

A. Kistner, Schaltungsarten und Betriebsvorschriften elektrischer Licht- und Kraftanlagen unter Verwendung von Akkumulatoren. gr. 8. VIII u. 210 S. m. 81 Abbildungen. Berlin, J. Springer. 1901. M. 4.—

Das kleine Buch ist für alle geschrieben, die mit einer komplizierteren elektrischen Gleichstromanlage zu thun haben. Somit wird es auch manchem Physiker willkommen sein, der sich mit den internen Verhältnissen seiner Institutsanlage vertraut machen will oder in die Lage kommt, eine solche Anlage einzurichten. Es werden die wichtigsten gangbaren Schaltungsanordnungen und die dabei verwendeten Schaltapparate behandelt und auch der Betrieb selbst wird jedesmal eingehend erläutert. Das Buch ist ganz elementar gehalten, aber mit Klarheit und Sachkenntnis geschrieben und gut ausgestattet. H. Th. Simon.

(Eingegangen 30. Juni 1903.)

H. v. Helmholtz, Vorlesungen über Theorie der Wärme. Herausgegeben von F. Richarz. gr. 8. XII u. 419 S. m. 40 Figuren. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1903. M. 16.—

Der neueste von F. Richarz besorgte Band der Helmholtzschen Vorlesungen über theoretische Physik umfasst das ganze Gebiet der Wärmelehre. Die Anordnung des Stoffes entspricht ziemlich genau den von Planck 1894 herausgegebenen Vorlesungen Kirchhoffs über denselben Gegenstand, unterscheidet sich aber von diesen durch eine grössere Ausführlichkeit des Textes gegenüber der bei Kirchhoff durchaus im Vordergrunde stehenden mathematischen Formulierung. Der hierdurch bedingte grössere Umfang der Helmholtzschen Wärmetheorie wird durch die schöne Sprache und den Vorzug leichter Verständlichkeit mehr als ausgeglichen, welche diesen Band geradezu als Lehrbuch zur Einführung geeignet erscheinen lassen. Den vollen Genuss des Werkes hat allerdings erst der mit dem Gegenstand schon einigermassen vertraute Leser, dem die auf souveräne Beherrschung des Stoffes begründete spielende Überwindung aller Schwierigkeiten nicht entgehen kann. Besonders deutlich tritt dies bei der Auswahl von Anwendungen für die allgemeinen Sätze aus der Fülle der Erscheinungen hervor, wobei eigene bahnbrechende Untersuchungen des Verfassers von der „Erhaltung der Kraft" bis zur Theorie chemischer und galvanischer Prozesse der Darstellung immer ein originales Gepräge verleihen. Dass der Herausgeber an solchen Stellen auf die hierauf bezüglichen Helmholtzschen Abhandlungen in Fussnoten kurz hingewiesen hat, ist jedenfalls ebenso zu billigen, wie der Verzicht auf weitergehende Litteraturnachweise. Auch einer grösseren Umstellung, durch welche die kinetische

Molekulartheorie, eingeleitet durch Helmholtz' eigene Untersuchung cyklischer Bewegungen, ans Ende des Bandes gelangte, wird man im Interesse einer thunlichst hypothesenfreien Entwicklung der Wärmetheorie die Berechtigung nicht versagen.

Die schöne Ausstattung, welche die Verlagsbuchhandlung diesem, wie schon den früheren Bänden hat angedeihen lassen, entspricht nur der Bedeutung des verstorbenen grossen Meisters, als dessen Vermächtnis die Vorlesungen eine Zierde der Bibliothek jedes Physikers bilden.

H. Lorenz.

(Eingegangen 30. Juni 1903.)

Alfr. Haussner, Ingenieur-Laboratorien. gr. 8. III u. 67 S. m. 5 Tafeln. Wien, R. v. Waldheim. 1903. M. 3,—

Die durch eine Reihe gut ausgeführter Tafeln zweckmässig illustrierte Broschüre enthält eine kurze Darstellung der Entwickelung und gegenwärtigen Einrichtung einer grösseren Zahl von Ingenieurlaboratorien mit dem Nachweise der Rückständigkeit Österreichs auf diesem Gebiete, dessen Behörden auf die Notwendigkeit derartiger Institute dringend aufmerksam gemacht werden sollen. Man kann dem Verfasser der auch an sich recht lesenswerten Schrift zu seinen Bestrebungen nur den besten Erfolg wünschen.

H. Lorenz.

(Eingegangen 30. Juni 1903.)

R. Abegg, Die Theorie der elektrolytischen Dissoziation. gr. 8. VII u. 110 S. Stuttgart, F. Enke. 1903. M. 3,60.

Die in der Ahrensschen Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge erschienene Monographie bezweckt, den Leser in den festgefügten ansehnlichen Bau der Dissoziationstheorie einzuführen und ihn in knappen Zügen eine Vorstellung gewinnen zu lassen, in wie vielseitiger Weise unsere chemischen und physikalischen Kenntnisse auf dem umfangreichen Gebiete der Lösungen durch diese Theorie Erweiterung und Vertiefung erfahren haben.

Dem bekannten Autor ist es nun in trefflichster Weise gelungen, innerhalb des engen Rahmens eines derartigen Schriftchens seinen Absichten gerecht zu werden und dabei eine überaus fassliche und elegante Darstellung der Materie zu geben, die gerade der Anfänger dankbar begrüssen wird, zumal auch die mathematische Behandlung, soweit angängig, elementar gehalten ist. Mit besonderer Sorgfalt ist der Verfasser zu Werke gegangen, Erläuterungen und Definitionen in jene Form zu kleiden, die durch ihre unmittelbare Anschaulichkeit ein rasches Verständnis und somit auch das Interesse an dem Gegenstande fördert. So definiert er, um nur ein Beispiel herauszugreifen, die Dissoziationskonstante K als eine Grösse, deren Wurzel die in der 1 normalen Lösung des Elektrolyten vorhandene Ionenkonzentration vorstellt. Die Litteratur ist fast bis zum Tage des Erscheinens berücksichtigt und manche Fragen allgemeinerer physikalisch-chemischer Natur werden gestreift, so dass die Lektüre des Büchleins auch dem Physiker willkommen sein dürfte.

Stephan Jahn.

(Eingegangen 2. Juli 1903.)

Otto Berner, Untersuchungen über den Einfluss der Art und des Wechsels der Belastung auf die elastischen und bleibenden Formänderungen. gr. 8. III u. 72 S. m. 5 Figuren u. 5 lith. Tafeln. Berlin, J. Springer. 1903. M. 2,—

Die Arbeit enthält umfangreiches Versuchsmaterial für das Verhalten zweier bestimmter Eisensorten gegenüber wechselnden Zug- und Druckbeanspruchungen. Insbesondere werden die hierbei auftretenden bleibenden und elastischen Formänderungen, sowie die Änderungen des Elastizitätskoeffizienten bestimmt. Die Ergebnisse lassen sich jedoch der Natur der Sache nach nicht in einem kurzen Satz aussprechen, es muss vielmehr hinsichtlich derselben auf die in der Arbeit selbst gegebene detaillierte Zusammenfassung der Versuchsresultate verwiesen werden. Zu allgemeinen Folgerungen aus den Resultaten wird man jedoch nicht gelangen, solange die Versuche nicht ganz bedeutend auch auf andere Eisensorten ausgedehnt werden, wobei namentlich auf die chemische Zusammensetzung des Versuchsmateriales und deren Einfluss auf die Elastizitäts-Eigenschaften Rücksicht zu nehmen wäre. Diese Zusammensetzung seiner Versuchsstäbe festzustellen hat übrigens der Verfasser in seiner Arbeit unterlassen, obwohl dieselbe, neben dem Herstellungsverfahren, das wichtigste Mittel ist, eine bestimmte Eisensorte zu charakterisieren.

W. Hort.

(Eingegangen 22. Juli 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Der a. o. Professor Dr. M. Smoluchowski v. Smolau ist zum o. Professor der theoretischen Physik an der Universität in Lemberg, der Privatdozent und Gymnasialprofessor in Brünn, Dr. K. Petr, zum a. o. Professor der Mathematik an der Universität in Prag, Hans Hauswaldt, Inhaber der bekannten Firma, von der Universität Tübingen zum Doktor honoris causa, in Anerkennung seiner wissenschaft-

lichen Forschungen, insbesondere seiner photographischen Darstellungen der Interferenzerscheinungen von Krystallen im polarisierten Licht, ernannt worden.

In der philosophischen Fakultät der Berliner Universität habilitierte sich Dr. phil. F. Sachs als Privatdozent für Chemie.

Berichtigungen.

Der Artikel von W. Wien „Über Selbstelektrisierung des Radiums u. s. w. (**4**, 624, 1903) ist durch ein Versehen ohne Korrektur abgedruckt worden. Infolgedessen sind eine Anzahl Fehler, besonders in den Zahlen, stehen geblieben. Die Tabelle, S. 626, muss durch folgende ersetzt werden:

S_e	S_g	$S_g \cdot S_e$	i
16, 11, 13	25	325	$3{,}51 \cdot 10^{-12}$ Amp.
22	11	242	$2{,}61 \cdot 10^{-12}$ „
37	8	296	$3{,}20 \cdot 10^{-12}$ „
95	3	285	$3{,}07 \cdot 10^{-12}$ „
10	28	280	$3{,}02 \cdot 10^{-12}$ „
10	32	320	$3{,}45 \cdot 10^{-12}$ „
21	13	273	$2{,}95 \cdot 10^{-12}$ „
		Galv. I.	
30	12	360	$2{,}52 \cdot 10^{-12}$ „
17	24	408	$2{,}86 \cdot 10^{-12}$ „
170	2,5	425	$2{,}99 \cdot 10^{-12}$ „
		Mittel	$3{,}018 \cdot 10^{-12}$ Amp.

Zeile 5 v. u. muss anstatt Welle Masse gesetzt werden. Ferner für die Masse der positiven Teilchen:

$$4{,}83 \cdot 10^{-17} \text{ gr.},$$

für die der negativen:

$$3{,}02 \cdot 10^{-20} \text{ gr.},$$

für die Energie der positiven Teilchen:

$$65{,}7 \text{ Erg.},$$

für die der negativen:

$$9{,}37 \text{ Erg.}$$

Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1903/04.

Technische Hochschule Aachen.

Wüllner: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Akustik, Magnetismus und Elektrizität, 6; Physik in mathematischer und experimenteller Behandlungsweise: Die Lehre von den schwingenden Bewegungen, 3; Übungen im physikalischen Laboratorium (mit Wien und Müller), tägl. — **Wien**: Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalische Technik, als Einleitung zu den Übungen im physikalischen Laboratorium, 2; Experimentalphysik, enzyklopädischer Kursus: Mechanik, Elektrizität, Magnetismus, 2. — **Hamacher**: Praktische Telegraphie und Fernsprechwesen, 2. — **Polis**: Meteorologie I: Allgemeine Meteorologie, 2; Ausgewählte Kapitel der Meteorologie für Studierende des Wasserbauingenieurfaches I, 1; Meteorologische Technik, 1; Übungen im meteorologischen Observatorium. — **Grotrian**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Theoretische Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Praktikum. — **Herrmann**: Mechanische Technologie I (Einleitung), 3; Fabrikanlagen und Arbeitsmaschinen, 2, Zeichnen, 2. — **Weber**: Mechanische Technologie II, 4. — **Junkers**: Arbeiten im maschinen-technischen Laboratorium I, 1, II, 1. — **Köchy**: Lokomotivbau II, 2; Eisenbahnmaschinenbau, 2, Zeichnen, 1; Maschinenelemente, 4, Übgn. im Entwerfen, 5. — **Lüders**: Maschinenkunde (für Berg- und Hütteningenieure I, 3, II, 6, Entwerfen, 5. — **Obergethmann**: Maschinenbau, 6, Übgn. im Entwerfen, 6; Maschinenkonstruieren, 6. — **Pinzger**: Theoretische Maschinenlehre II, 6; Kinematik, 2. — **Lutz**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 2; Maschinenskizzieren, 2; Kleinkraftmaschinen, 2; Enzyklopädische Maschinenlehre, 4, Übungen, 2; Heizung und Lüftung der Gebäude, 2. — **Rasch**: Elektrische Arbeitsübertragung, 2; Entwerfen dynamo-elektrischer Maschinen und Transformatoren, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübungen, 2. — **Finzi**: Elektrische Leitungen, 1. —

Bredt: Chemie des Benzols und des Pyridins, 3; Organisches Praktikum (mit Levy). — **Classen**: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie, 6; Massanalyse, 1; Experimentalchemie (für Architekten, Bau- und Maschineningenieure), 2; Anorganisches Praktikum (mit Clören, Fischer, Houben, Trenzen und Köster); Elektrochem. Praktikum. — **Rau**: Chemische Technologie, 4; Entwerfen von chemischen Fabrikanlagen, 4; Chemisch-technisches Praktikum (mit Strutz); Warenkunde III: Mineralreich, 2. —

Jürgens: Höhere Mathematik I, 8 bezw. 4, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der höheren Mathematik, 2. — **Kötter**: Darstellende Geometrie, 4, Zeichnen, 4; Graphische Statik, 3, Zeichnen, 2. — **v. Mangoldt**: Höhere Mathematik II, 3, Übungen, 1; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Kaufmännisches Rechnen, mit Übungen, 2; Versicherungsmathematik, mit Übungen, 2. — **Sommerfeld**: Mechanik I, 5, Übungen, 1, II: Festigkeitslehre, 3, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der technischen Mechanik (für Vorgeschrittenere), 2 *g*. — **Haussmann**: Markscheiden und Feldmessen, 4, Übungen, 1/2 Tag; Markscheiderische Zeichen- und Rechenübungen, 2; Enzyklopädie der Markscheidekunde, 2; Ausgewählte Kapitel der Markscheidekunde, 2; Instrumentenkunde, mit Übungen, 2; Sphärische Trigonometrie, 1; Trigonometrische Übgn., 2. —

Universität Basel.

Hagenbach-Bischoff: Experimentalphysik II: Licht, Wärme, Elektrizität, 6; Die wichtigsten Entdeckungen auf dem Gebiete der Elektrizitätslehre, 1 *g*. — **VonderMühll**: Analytische Mechanik, mit Übungen, 4; Ein Kapitel der mathematischen Physik, 4; Mathematisch-physikalische Übgn., 2 *g*. — **Veillon**: Praktische Übungen in elektrischen Messungen, 2. —

Piccard: Repetitorium der Chemie, 2 *g*. — **Nietzki**: Chemisches Vollpraktikum (mit Rupe und Fichter), tägl.; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 2. — **Kahlbaum**: Ausgewählte Kapitel der allgemeinen physikalischen Chemie, 1 1/2; Kolloquium über theoretische Chemie, 3 *g*; Physikalisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Rupe**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Kränzchen, 1 *g*. — **Fichter**: Analytische Chemie, 2; Analytisches Halbpraktikum für Anfänger, 9; Organisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Kreis**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2; Technisch-analytisches Praktikum, tägl. — **Nienhaus**: Pharmakognosie, 3; Pharmazeutische Chemie, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 6; Mikroskopisches Praktikum, 2; Pharmazeutisches Kränzchen, 1 *g*. —

Kinkelin: Differential- und Integralrechnung I, 3; Analytische Geometrie, 3; Differentialgleichungen, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Riggenbach**: Astrophysik, 2 *g*; Astronomisches Kränzchen. —

Universität Berlin.

Warburg: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 5, Mathematische Ergänzungen, 1 *g*; Praktische Übgn. und Arbeiten im physikalischen Laboratorium, a) für Geübtere, tägl., b) für Anfänger (mit Blasius), 7, c) für Pharmazeuten (mit Starke), 3 1/2. — **Fock**: Einleitung in die Chemie und Physik, 1; Chemische Krystallographie, 1. — **Aschkinass**: Elemente der höheren Mathematik mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung in den Naturwissenschaften, 2. — **Planck**: Allgemeine Mechanik, 4; Übungen in der analytischen Mechanik, 1 *g*. — **Krigar-Menzel**: Theoretische Physik V: Wärmelehre, 4, Übungen, 1 *g*. — **Weinstein**: Die Lehren der Thermodynamik, 3; Physik der Erde, Gestalt und Grösse der Erde, 1 *g*. — **v. Wesendonk**: Über allgemeine Thermodynamik, 1 *g*. — **Lummer**: Ausgewählte Kapitel aus der Licht- und Wärmestrahlung, 1 1/2. — **Pringsheim**: Interferenz und Polarisation des Lichtes (experimentell), 1 1/2 *g*. — **Starke**: Elektrische Wellen (experimentell), 1. — **F. Martens**: Elektrische und magnetische Messkunde, mit Demonstrationen, 1. — **Neesen**: Über Kathoden-, Röntgen- und verwandte Strahlen, 1 *g*. — **Blasius**: Übungen im Anschluss an das physikalische Praktikum, 1 *g*; Physikalischer Kursus für Mediziner, 3 1/2. — **E. Meyer**: Einführung in die Technik, 2; Technische Exkursionen, *g*. — **v. Ihering**: Maschinenkunde mit Übungen, 4. — **v. Bezold**: Allgemeine Meteorologie, 2; Über Wind und Wetter, 1 *g*; Meteorologische Übungen, tägl.;

Meteorologisches Kolloquium, 1 *g.* — **Meinardus**: Meteorologische Instrumente und Beobachtungen, 1. — **Less**: Einleitung in die Klimatologie, insbesondere mit Rücksicht auf Landwirtschaft, 1; Über die jeweiligen Witterungsvorgänge, 1 *g.* —

Landolt: Praktische Übungen im zweiten chemischen Universitätslaboratorium, tägl.; Physikalisch-chemische Arbeiten (mit Jahn), tägl. — **E. Fischer**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im ersten chemischen Universitätslaboratorium (mit Gabriel, Harries, Pschorr und Ruff), tägl. — **van't Hoff**: Ausgewählte Kapitel der physikalischen Chemie, 1 *g.* — **Pinner**: Anorganische Experimentalchemie, 6. — **Liebermann**: Organische Experimentalchemie, 5, Übungen, tägl. — **Biedermann**: Technische Chemie II: Die organischen Stoffe, mit Demonstrationen, 4. — **Gabriel**: Massanalyse und Gasanalyse, 2. — **Will**: Geschichte der Chemie, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Chemie, 1 *g.* — **Jahn**: Elemente der Differential- und Integralrechnung für Chemiker, 1 *g*; Allgemeine physikalische und theoretische Chemie, 4. — **Thoms**: Toxikologische Chemie, 1½; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil, mit Experimenten, 4; Praktische Übungen im pharmazeutischen Institut (mit W. Traube), tägl. — **Schotten**: Die Fabrikation des Zuckers und ihre wirtschaftliche Bedeutung, 2. — **v. Buchka**: Geschichte der Chemie, 2; Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Berücksichtigung der einschlägigen Gesetzgebung, 4. — **Roth**: Physikalische Methoden der chemischen Analyse (mit Experimenten), 1; Die elektrolytische Dissoziationstheorie, ihre Begründung und Anwendung (mit Experimenten), 1. — **Wichelhaus**: Chemische Technologie II: Organische Stoffe, mit Experimenten und Exkursionen, 4; Chemische Technologie für Juristen, 2; Übgn. im technologischen Institut, tägl. — **H. Traube**: Mikrochem. Analyse mit Übungen, 1. — **Meyerhoffer**: Elektrochemie, 1. — **Buchner**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Anorganisch- und organisch-chemisches Praktikum im chemischen Laboratorium der landwirtschaftlichen Hochschule, ganz- oder halbtägig. — **Rosenheim**: Ausgewählte Kapitel der speziellen anorganischen Chemie, 1; Anorganisch-chemisches Praktikum (mit R. J. Meyer), tägl.; Praktische Übungen in der Gas- und Massanalyse, 3. — **Pschorr**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie, 1. — **Wohl**: Chemie der Kohlehydrate, 1. — **Harries**: Experimentalchemie der Benzolderivate, 2. — **Emmerling**: Bakteriologie für Chemiker, mit Experimenten und Demonstrationen, 1; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner, 8. — **W. Traube**: Qualitative chem. Analyse, 1; Quantitative chemische Analyse, 1. — **Marckwald**: Analytische Chemie, 2. — **Spiegel**: Über die Beziehungen zwischen chemischer Konstitution und physiologischer Wirkung (rationelle Arzneimittelsynthese), 1 *g*; Kolloquium über ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1½; Praktische chemisch-pharmakologische Übungen, tägl. — **R. J. Meyer**: Kolloquium über physikalische Chemie, 1½; Kolloquium über qualitative chemische Analyse für Anfänger, 1. — **Ruff**: Kolloquium über anorganische Chemie, 1. — **Jacobson**: Besprechung chemischer Tagesfragen, 1. —

Schwarz: Elementar-geometrische Herleitung der wichtigsten Eigenschaften der Kegelschnitte, 2 *g*; Analytische Geometrie, 4; Theorie der analytischen Funktionen I, 4; Mathematische Kolloquien, 14 tägig, 2 *g.* — **Knoblauch**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der elliptischen Funktionen, 4. — **Lehmann-Filhés**: Integralrechnung, 4; Hansens Methode der Berechnung allgemeiner Störungen, 2 *g.* — **Landau**: Theorie der Determinanten, 4; Funktionentheorie II, 4; Über Transzendenz von e und π, 1 *g.* — **Schur**: Theorie der algebraischen Gleichungen, 4; Theorie der linearen Differentialgleichungen, 6. — **Frobenius**: Zahlentheorie, 4. — **Schottky**: Theorie der Abelschen Funktionen II, 3; Potentialtheorie, 3. — **Foerster**: Theorie der Raummessung, 2; Geschichte der arabischen und mittelalterlichen Astronomie, 2; Zur Geschichte und Theorie des Fernrohrs, 1 *g.* — **Marcuse**: Allgemeine Himmelskunde, mit Lichtbildern, 1½; Fehler der Sinneswahrnehmungen bei Präzisionsmessungen, mit Lichtbildern, 1; Einführung in die Theorie und Praxis geographisch- und nautisch-astronomischer Ortsbestimmung, einschliesslich der bei Forschungsreisen vorkommenden Aufgaben, mit Übungen, 2; Seminar mit Rechenübungen zur geographischen Ortsbestimmung, 1½ *g.* — **Bauschinger**: Mechanik des Himmels, ältere Theorien, 3; Chronologie, 1 *g*; Einrichtung und Gebrauch der Planetentafeln, 1½ *g.* — **Scheiner**: Spektralanalyse der Gestirne, 3; Astrophysikalisches Kolloquium, 1 *g.* — **Helmert**: Figur und Schwerkraft der Erde, 1; Methode der kleinsten Quadrate, 1 *g.* — **Eggert**: Topographische Landesaufnahme, 1. — **Battermann**: Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 1½. —

Technische Hochschule Berlin.

Paalzow: Experimentalphysik, 4; Physikalische Übgn., 4, speziell für Praktikanten der chemischen Laboratorien, 2; Mathematische Physik, 2. — **Grunmach**: Magnetische und elektrische Masseinheiten und Messmethoden, 2; Physikalische Massbestimmungen und Messinstrumente, Übungen, 4. — **Gross**: Mechanische Wärmetheorie, 4; Einleitung in die mathematische Physik, 2; Einleitung in die Potentialtheorie, 2; Theorie des Galvanismus, 2; Gastheorie, 1. — **Rubens**: Experimentalphysik, 4; Übgn. im physikalischen Laboratorium (Physikalische Messungen), 4. — **Kalischer**: Die physikalischen Grundlagen der Elektrotechnik II, 2; Grundzüge der Potentialtheorie und ihre Anwendung in der Elektrizitätslehre, 2; Elektrische Schwingungen und Funkentelegraphie, 1; Elementare Mechanik, 2. — **Krigar-Menzel**: Allgemeine Mechanik I: Gleichgewicht und Bewegung von Massenpunkten und starren Körpern, 4; Einführung in die kinetische Gastheorie, 2. — **Servus**: Einführung in das Studium der Elektrotechnik, 2; Theorie und Berechnung der Gleichstrommaschinen und Motoren, 2. — **Gleichen**: Photographische Optik und Anleitung zur Berechnung photographischer Objektive, 2. — **W. Hartmann**: Kinematische Geometrie und theoretische Kinematik, 2; Maschinengetriebe (Anwendungen der Kinematik), 2. — **Klingenberg**: Projektierung elektrischer Anlagen, 2, Übungen, 2. — **Roessler**: Wärmemechanik, 4; Wechselstromtechnik, 4; Elektrische Kraftübertragung, 2. — **Slaby**: Elektromechanik, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Elektromechanik, 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit W. Wedding), 36. — **Strecker**: Elektrotelegraphie, 2. — **W. Wedding**: Elektrotechnische Messkunde, 2; Enzyklopädische Elektrotechnik mit Einschluss der Elektrotelegraphie mit Experimenten a) Elektrotechnik, 2, b) Elektrotelegraphie, 1. — **Kallmann**: Betriebstechnik für Elektrizitätswerke und Strassenbahnen I, 2; Elektrische Einrichtungen in Centralen (Sicherheits-, Schalt- und Messtechnik) I, 2. — **Kapp**: Bau der Dynamomaschinen und Transformatoren, 2, Übungen, 3. — **Vogel**: Theorie und Anwendung von Elektromotoren, 2. — **Heinel**: Theorie, Konstruktion und Verwendung der Kälteerzeugungsmaschinen, 2; Maschinenkunde I: Abriss der Maschinenelemente, 2, Übungen, 4. — **Heyn**: Mechanische Technologie I und Eisenhüttenkunde, 2; Mechanische Technologie II, 2; Materialienkunde, 2, Übungen, 2; Zustandsänderungen der Metalle, 2 *g.* — **Hörmann**: Spezielle mechanische Technologie, 4; Werkzeugmaschinen, 2. — **Josse**: Übungen im Maschinenlaboratorium I, 4, II, 1, Übgn., 6, III, 10. — **Kammerer**: Maschinenelemente, 4, Übungen, 8; Entwerfen von Hebemaschinen, 4. — **Leist**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. — **Ludewig**: Wasserkraftmaschinen, 2; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen und Dampfkesseln, Übungen, 4. — **Martens**: Materialprüfungswesen mit Übungen in der mechanisch-technischen Versuchsanstalt, 2, Übungen, 2. — **E. Meyer**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. — **Kötter**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. — **Pietsch**: Mechanik I, 4, Übungen, 2, II, 4, Übungen, 2. — **v. Borries**: Eisenbahnmaschinenbau, Fahrzeuge, Oberbau, Betriebs- und Verkehrsanlagen, Unterhaltung, 4, Übungen, 4; Eisenbahnbetrieb und Signalwesen, 2; Kraftwagen (Automobilen), 1; Eisenbahnmaschinenwesen (für Bauingenieure), 2. — **Goering**: Eisenbahnbau I: Grundzüge des Eisenbahnbaues, 2, Übungen, 4, II, einschliesslich Tunnelbau und grössere Bahnhofsanlagen, 6, Übungen, 4. — **Franz**: Hochbauelemente für maschinentechnische Anlagen, 2, Übgn., 4; Bauanlagen für industrielle Maschinenbetriebe im Zusammenhang mit wirtschaftlichen Berechnungen und mit technischer Verwaltung, 2, Übungen, 4. — **Reichel**: Einleitung in den Maschinenbau, 4, Übungen, 6; Wasserkraftmaschinen, 2; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, Übungen, 4. — **Riedler**: Arbeitsmaschinen, 4, Übungen, 4. — **Stumpf**: Dampfmaschinenbau, einschliesslich Dampfturbinenbau, 4, Übgn., 8. — **Wehage**: Angewandte Mechanik, 4. — **Kassner**: Wetterkunde für Techniker, 1. —

v. Buchka: Chemie der Nahrungsmittel mit Berücksichtigung der Nahrungsmittelanalyse und Bakteriologie, 4; Geschichte der Chemie, 2. — **Erdmann**: Experimentalchemie I, 4; Abriss der Experimentalchemie, 2; Praktische Arbeiten im anorganischen Laboratorium, tägl. — **Herzfeld**: Landwirtschaftliche Gewerbe (Zucker, Bier, Branntwein u. s. w.), 2. — **Holde**: Untersuchung pflanzlicher und tierischer Öle, Fette und Wachsarten, 2; Übungen in chemisch-technischer Materialprüfung (Brenn- und Kraftstoffe, Mineralschmieröle), 2. — **v. Knorre**: Analytische Chemie: Quantitative Analyse, 2; Praktische Arbeiten im elektrochemischen Laboratorium, tägl.; Allgemeine Elektrochemie und Anwendung der Elektrolyse in der chemischen Industrie, 4; Abriss der technischen Gasanalyse, mit Übungen, 2. — **Liebermann**: Organische Chemie I: Die offenen Kohlenstoffketten, 5; Praktische Arbeiten im organischen Laboratorium, tägl. — **Miethe**: Spektralanalyse, mit Übungen, 2; Allgemeine Photographie (Apparatenkunde, Übersicht über die gebräuchlichen photographischen Prozesse), 2; Einführung in die photographische Optik, 1; Praktische Arbeiten im photochemischen Laboratorium, tägl.; Photographische Übungen in den gebräuchlichen Prozessen, 16; Lichtpausübungen, 2 oder 4 wöchige Kurse. — **Traube**: Physikalische Chemie, 2; Physikalisch-chemische Übungen, 3. — **Witt**: Chemische Technologie II, 4; Farbstoffe, Bleicherei, Färberei, Zeugdruck, 2; Praktische Arbeiten im technisch-chemischen Laboratorium, tägl. — **Arndt**: Ausgewählte Teile der physikalischen Chemie, 1. — **Börnstein**: Verbrennung und Heizung, 1. — **Dolezalek**: Theorie der Elektrolyse wässriger Lösungen, 1. — **Frölich**: Elektrotechnik für Chemiker, 2. — **Junghahn**: Technologie der Proteinstoffe: Albuminoide (Leder-, Leim-, Gelatinefabrikation u. s. w.), mit Exkursionen, 2. — **Jurisch**: Übungen im Entwerfen von chemischen Anlagen, 4; Luftrecht, 1. — **Köthner**: Grundlagen der Laboratoriumspraxis I, 2. — **Kühling**: Repetitorium der organischen Chemie, 2. — **Schoch**: Chemische und mechanische Technologie der Mörtelmaterialien und künstlichen Bausteine (Baumaterialienkunde), mit Exkursionen, 2. — **Simonis**: Repetitorium der aromatischen Reihe, 2; Organisch-chemische Arbeitsmethoden, 1. — **Stavenhagen**: Einführung in die Experimentalchemie, 2. — **Voswinckel**: Einführung in die organische Chemie, 2. — **Wolffenstein**: Die Chemie der Alkaloide, 2. —

Dziobek: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Haentzschel**: Elemente der Differential- und Integralrechnung und der analytischen Geometrie, 4. — **Hauck**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Hertzer**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 5. — **Hettner**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Theorie der Raumkurven und Flächen, 1. — **Jolles**: Darstellende Geometrie I, 5, Übgn., 5; Graphische Statik, 2, Übungen, 2. — **Lampe**: Höhere Mathematik: Differential- und Integralrechnung, Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2; Bestimmte Integrale und Differentialgleichungen, 2. — **Steinitz**: Potentialtheorie, 2; Funktionentheorie, 2; Niedere Analysis und Algebra, 2; Synthetische Geometrie, 2. — **Cranz**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Hessenberg**: Darstellende Geometrie II, 5, Übungen, 5. — **Jahnke**: Die Vektoren und ihre Anwendung auf Probleme der Mechanik nach Grassmann, 2; Repetitorium über analytische Geometrie und Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 2. — **R. Müller**: Differential- und Integralrechnung, 4. — **Werner**: Niedere Geodäsie, 4; Geodätisches Praktikum I, 2; Planzeichnen, 2; Höhere Geodäsie, 2. — **Galle**: Höhere Geodäsie, 2. — **Schulz**: Niedere Geodäsie, 4; Lehre von den Messungen, 1. —

Universität Bern.

Forster: Experimentalphysik II: Magnetismus, Elektrizität, Wärme, 6; Theoretische Optik, 1 *g*; Repetitorium der Physik, 2; Physikalisches Praktikum, 4. — **Gruner**: Mathematische Physik, 2. — **König**: Ionentheorie, 1. —

Friedheim: Anorganische Experimentalchemie, 6; Qualitative und quantitative Analyse (Metalle), 2; Anorganisch-chemisches Praktikum (Halbpraktikum für qualitative Arbeiten), tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum für Mediziner, 8; Chemisches Seminar (mit v. Kostanecki), 2. — **v. Kostanecki**: Organische Chemie II, 5; Organisch-chemisches Praktikum, tägl. — **Schaffer**: Lebensmittelchemie, 2; Arbeiten im Laboratorium für Lebensmitteluntersuchung. — **Tambor**: Einführung in die Chemie der Alkaloide, 2; Repetitorium der Chemie der Fettkörper (für Chemiker und Mediziner), 1. — **Mai**: Anorganisch-chemische Arbeiten; Analytische Chemie im Lichte der Ionentheorie, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 1; Chemische Berechnungen, 1. —

Graf: Besselsche Funktionen mit Repetitorium, 3; Elliptische Funktionen mit Repetitorium, 3; Differentialgleichungen, 2; Differential- und Integralrechnung, 2; Renten- und Versicherungsrechnung, 2; Mathematisches Seminar (mit Huber), 2; Mathematisch-versicherungswissenschaftliches Seminar (mit Moser), 1. — **Ott**: Integralrechnung, 2; Analytische Geometrie II, 2; Analytische Mechanik, 2. — **Huber**: Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 2; Fouriersche Reihen und Integrale mit Anwendungen auf die Physik, 2. — **Benteli**: Darstellende Geometrie: Kurven, Strahlenflächen, reguläre Polyeder, 2, Übungen und Repetitorium, 2; Praktische Geometrie I, 1; Konstruktive Perspektive, 1; Rotationsflächen, 1. — **Moser**: Ausgewählte versicherungswissenschaftliche Kapitel; Elemente der Wahrscheinlichkeitsrechnung und der Lebensversicherungsmathematik, 1. — **Crelier**: Einleitung in die synthetische Geometrie, 2; Chapitres choisis de Géométrie, 2. —

Universität Bonn.

Kayser: Experimentalphysik I: Mechanik, Allgemeine Physik, Wärme, Akustik, 5; Laboratorium für Anfänger (mit Hagenbach und Konen), 8, für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Konen**: Ausgewählte Kapitel der Physik, 1 *g*; Die Lehre von der Gravitation, 1 *g*. — **Hagenbach**: Elektrische Messungen, 1; Einführung in die Spektroskopie mit praktischen Übungen (mit Konen), 3. — **Lorberg**: Theorie des Potentials, 2 *g*; Elektrostatik und Lehre vom Magnetismus, 4. — **Kaufmann**: Theoretische Mechanik, 4. — **Pflüger**: Dispersionstheorie des Lichtes, 1. — **Bucherer**: Mathematische Methoden in der Physik, 2. —

Anschütz: Experimentalchemie II: Organische Chemie, 6; Kolloquium über neuere Arbeiten auf dem Gebiete der Chemie, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Anfänger und Vorgeschrittene, sowie für Nahrungsmittelchemiker (mit Partheil und Rimbach), tägl., für Mediziner (mit Rimbach), tägl. — **Rimbach**: Spezielle anorganische Chemie (Metalle und seltenere Elemente), 2; Analytische Chemie I: Qualitative Analyse, 2; Übungen in der technischen Gasanalyse, 2 *g*; Übungen in den wichtigsten physikalisch-chemischen Untersuchungsmethoden (mit Löb), 3 *g*. — **Schroeter**: Zyklische Kohlenstoffverbindungen II: Heterozyklische Substanzen, 2. — **Pauly**: Pflanzenalkaloide, 1. — **Partheil**: Pharmazeutische Chemie, organischer Teil, 5; Ausmittelung der Gifte, 1; Chemie der menschlichen Genussmittel, 1 *g*; Methoden der Arzneimittelprüfung II: Reinheits- und Gehaltsprüfungen, 1. — **Binz**: Chemische Technologie (anorganischer Teil), mit Exkursionen, 2; Chemische Technologie des Steinkohlenteers, 1 *g*. — **Löb**: Physikalische Chemie II: Verwandtschaftslehre, Thermochemie, Elektrochemie, Photochemie, 2; Physikalisch-chemische Untersuchungsmethoden, 1; Physikalische Chemie für Mediziner, 1; Einführung in die mathematische Behandlung physikalisch-chemischer Fragen, 1 *g*; Elektro-chemisches Praktikum für Vorgeschrittene, *g*. — **Laar**: Photographische Chemie, 2. —

Sommer: Projektive Geometrie der Ebene, 2. — **Kortum**: Elemente der Theorie der krummen Linien und Flächen, 2; Differential- und Integralrechnung II, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Heffter**: Einleitung in die höhere Algebra, 4; Theorie der Funktionen einer komplexen Variablen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Lipschitz**: Theorie der Zahlen, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Küstner**: Sphärische Astronomie, 3; Fixsternkunde, 1 *g*; Praktische Übungen im astronomischen Beobachten (mit Mönnichmeyer). — **Mönnichmeyer**: Methode der kleinsten Quadrate, 1. —

Technische Hochschule Braunschweig.

Weber: Physikalisches Praktikum (mit Prümm); Experimentalphysik, 4; Mechanische Wärmetheorie, 2; Mathematische Elektrizitätslehre, 2. — **Peuckert**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Konstruktions-

übungen, 2; Elektrotechnisches Praktikum (mit Cruse), 6; Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium (mit Cruse). — **Mosler**: Die elektrische Ausrüstung der Hebezeuge, 2. — **Harting**: Wissenschaftliche Photographie, 2. — **v. Brockdorff**: Das Problem der Materie, 1, Übgn., 2. — **Franke**: Beschreibende Maschinenlehre, 3; Dampfmaschinenbau, 4, Übungen, 8. — **Friedmann**: Theorie und Konstruktion der hydraulischen Motoren, 4; Maschinenelemente, 4, Übungen, 8. — **Denecke**: Heizung und Lüftung, 2; Berechnung und und Bau der Hebemaschinen, 3, Übungen, 4; Eisenbahnmaschinenbau, 3, Übungen, 4; Technische Mechanik I, 3, Übungen, 1; Technische Mechanik I, Repetition, 1. — **Preuss**: Maschinenzeichnen, Übungen, 6. — **Schöttler**: Kinematik, 1; Angewandte Wärmemechanik, 3; Mechanisches Laboratorium I (mit Preuss), für Anfänger, Übungen, 4, II, für Fortgeschrittenere; Technische Mechanik II, 4, Übungen, 1, II, Repetition, 1. — **Lüdicke**: Allgemeine mechanische Technologie, 2; Fabrikanlagen und Werkstatteinrichtungen, 2; Werkzeugmaschinen, 2, Übungen, 3; Spinnerei, 2; Weberei, 2; Technologische Übungen, 2. —

R. Meyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Chemie der organischen Farbstoffe, 3; Arbeiten im Laboratorium für analytische und technische Chemie (mit Biehringer und Spengler). — **Bodländer**: Chemisches Kolloquium (mit R. Meyer), *g*; Physikalische Chemie, 2; Metallurgie, 2; Grundzüge der Chemie, 3; Arbeiten im Laboratorium für physikalische Chemie und Elektrochemie (mit Eberlein). — **Biehringer**: Analytische Chemie (für technische Chemiker), 2; Stöchiometrische Rechnungen, 1; Chemisch-technische Rechnungen, 1. — **Reinke**: Chemische Technologie II, ausführlich Stärke- und Gärungstechnik und Molkerei, 6; Technisch-chemische Analyse, 2; Untersuchungsmethoden auf dem Gebiete der Stärke- und Gärungstechnik und Molkerei, 2; Arbeiten im Laboratorium für chemische Technologie II und für Gärungs-, Stärke- und Zuckertechnik und Molkerei (mit Müller); Besprechungen aus dem Gebiete der chemischen Technologie II, monatlich 2 *g*. — **Beckurts**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 3; Gerichtliche Chemie, 1; Massanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, 3; Arbeiten im Laboratorium für pharmazeutische Chemie und Nahrungsmittelchemie (mit Troeger und Frerichs). — **Troeger**: Analytische Chemie (für Pharmazeuten), 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Repetitorium der anorganischen und organischen Chemie für Pharmazeuten, 2. — **Linde**: Pharmakognostisches Praktikum, 3. —

Dedekind: Elemente der Zahlentheorie, 1; Theorie der Fourierschen Reihen, 2. — **Fricke**: Analytische Geometrie und Algebra, 3; Differential- und Integralrechnung I, 5, Übungen, 2, II, 2; Potentialtheorie, 2; Elementarmathematik, 1, Übungen, 1. — **Müller**: Darstellende Geometrie, 4, Übgn., 6; Perspektive und Schattenkonstruktionen, 2; Geometrie der Lage, 2. — **Wernicke**: Grundzüge der höheren Mathematik (für Architekten und technische Chemiker), 2, Übungen, 1; Statik starrer und elastisch-fester Körper (für Architekten), 3, Übungen, 1. — **Koppe**: Geodäsie I, 2, Übungen, 2; Ausgleichungsrechnung I mit Berechnungen, 2, Übungen, 4; Geodätisches Praktikum (mit Bohlan), 3; Planzeichnen (mit Bohlan), Übungen, 2. —

Universität Breslau.

O. E. Meyer: Experimentalphysik II: Elektrizität, Magnetismus, Wärme, 4; Experimentelle Arbeiten und Übungen im physikalischen Laboratorium: a) (mit Neumann), 3 und 6, b) für Geübtere, tägl. — **Neumann**: Einführung in die mechanische Wärmetheorie, 4; Ausgewählte Kapitel der Potentialtheorie, 2; Übgn. im mathematisch-physikalischen Seminar, 2 *g*. —

Ladenburg: Organische Experimentalchemie, 5; Chem. Kolloquium, 14tägig, 2 *g*; Praktisch-chemische Übungen für Chemiker, ganz- und halbtägig; Praktisch-chemische Kurse: a) für Mediziner, 5, b) für Landwirte, 6. — **Abegg**: Physikalische Chemie I: Theorie der Lösungen, Verwandtschafts- und Phasenlehre, 3, Mathematische Ergänzungsstunden; Physikalisch-chemisches Kolloquium, $1^1/_2$ *g*; Elektrochemisches Praktikum, 3. — **Herz**: Chemie der Metalle, 2; Analytische Chemie, 2. — **Scholtz**: Die synthetischen Methoden der organischen Chemie, 2; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **Gadamer**: Organische Experimentalchemie mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, 6; Ausmittelung der Gifte, 1; Prüfung der Arzneimittel, 1 *g*; Praktisch-chemische Übungen mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie, der forensischen Chemie und der Nahrungsmittelchemie, tägl. — **Ahrens**: Technologie der Kohlenhydrate, mit Exkursionen, 2; Technologie der Cellulose, der Fette, Harze und Seifen, der Schiess- und Sprengstoffe, Kunstseiden etc., 3; Ausgewählte Kapitel der technischen Chemie, 1 *g*; Praktische Kurse in chemisch-technischen und gasanalytischen Untersuchungsmethoden, Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum nebst Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend. —

Rosanes: Elemente d. Funktionentheorie, 2; Algebraische Gleichungen, 4; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 1 *g*. — **Sturm**: Differentialrechnung und Elemente der Integralrechnung, 4; Theorie der geometrischen Verwandtschaften II, 3; Übungen des mathematisch-physikalischen Seminars, 2 *g*. — **London**: Analytische Mechanik, 4, Übgn., 1 *g*. — **Franz**: Schilderung des Weltgebäudes, 1; Mechanik des Himmels, 4; Natur und Bahn des Mondes, 2; Astronomisches Rechenpraktikum, 2 *g*. —

Technische Hochschule Brünn.

Jaumann: Physik, 5, Korrepetitionen, 1; Physikalisches Praktikum, 3. — **Szarvassi**: Grundzüge der Physik, 3. — **Hellmer**: Mechanik II: Dynamik und Hydraulik, 4, Übgn., 1; Analytische Mechanik, 3; Enzyklopädie der Mechanik, 4. — **Zickler**: Allgemeine Elektrotechnik, 5; Elektrotechnisches Praktikum II (speziell für Elektrotechniker), 8. — **Niethammer**: Bau elektrischer Maschinen und Apparate II, 3; Übungen, 6; Elektrische Arbeitsübertragung, 3. — **Schiel**: Allgemeine Maschinenkunde I, 4. — **Wellner**: Maschinenlehre und Maschinenbau II, 7, Konstruktionsübungen, 14. — **Prastorfer**: Technisches Zeichnen (für Ingenieurschüler), Übungen, 6. — **Musil**: Technisches Zeichnen (Maschinenzeichnen), Übungen, 6; Maschinenbauelemente, 4, Konstruktionsübungen, 6; Maschinenlehre und Maschinenbau I, 5, Konstruktionsübungen, 6. —

Habermann: Anorganische Chemie, 6; Analytische Chemie II, 2; Chemische Übungen I, 10, II, 20. — **Hönig**: Chemische Übungen III, 10; Agrikulturchemie, 3; Chemie der Tier- und Pflanzenstoffe, 3; Enzyklopädie der technischen Chemie, 3. — **Donath**: Chemische Technologie I, 6, III, $1^1/_2$, Übgn., 20. — **Weinreb**: Spezielle Färberei und Zeugdruckerei, mit Übungen, 2. — **Ulrich**: Chemische Technologie der Teerfarbstoffe I, 2. — **Frenzel**: Elektrochemie I, 3, Praktikum, 3. —

Waelsch: Mathematik I, 1. Teil, 7; Korrepetitionen in der Ingenieur- und Maschinenbauschule, sowie im geometrischen Kurse, 2, in der chemisch-technischen Schule und im kulturtechnischen Kurse, 1; Elemente der Vektoranalysis, 1. — **Biermann**: Mathematik II, ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 3, Korrepetitionen, 1; Mathematische Näherungsmethoden, 2; Über graphisches Rechnen, 1. — **Rupp**: Darstellende Geometrie, 6; Konstruktives Zeichnen, Übungen, 8, für Kulturtechniker, 4. — **Obenrauch**: Geschichte der Geometrie, 1. — **Niessl von Mayendorf**: Niedere Geodäsie, 6; Situationszeichnen, Ingenieurschule, 4; Geometrischer Kurs, $3^1/_2$; Sphärische Astronomie, 3. —

Universität Czernowitz.

Handl: Experimentalphysik, 5. — **Tumlirz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5; Mathematisch-physikalisches Seminar, 2. —

Přibram: Allgemeine Chemie I, 6; Chemische Übungen im Laboratorium, 15; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Untersuchungen, 25. —

Technische Hochschule Darmstadt.

Schering: Experimentalphysik (für die Studierenden des Maschinenbaues, der Elektrotechnik und der Allgemeinen Abteilung), 5; Physikalisches Praktikum (mit Zeissig), 4 Nachmittage; Selbständige Arbeiten aus dem Gebiete der Physik; Mechanische Wärmetheorie, 2; Physikalisches Kolloquium (mit Zeissig), 1 *g*. — **Zeissig**: Experimentalphysik (für Studierende der Architektur, des Ingenieurwesens und der Chemie einschliesslich Pharmazie), 4; Physikalische Mess- und Instru-

mentenkunde, 2 *g*; Repetitorium der Experimentalphysik (für Pharmazeuten), 1. — **Rudolphi**: Einführung in das physikalische Praktikum, mit Demonstrationen, 1; Physikalische Chemie, 1; Physikalisch-chemische Übungen und Arbeiten. — **Forch**: Meteorologie, 1 *g*. — **Meisel**: Theorie der optischen Instrumente I, 2. — **Fritsch**: Photo-graphische Übungen mit einleitenden Vorträgen, 2. — **Kittler**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2, II (für Studierende der Elektrotechnik), 2, Übungen (mit Fischer), 2; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium (mit Wirtz, Sengel), halbtägig, tägl.; Selbständige Arbeiten für vorgeschrittenere Studierende; Elektrotechnisches Seminar (mit Wirtz, Sengel und Feldmann), 1. — **Wirtz**: Elektrotechnische Messkunde II, 2; Elemente der Elektrotechnik (für Studierende des Maschinenbaues und der Chemie), 3; Elektrische Leitungsanlagen und Stromverteilungssysteme, 2, Übungen, 2. — **Sengel**: Konstruktion elektrischer Maschinen und Apparate, 2, Übgn., 3; Projektieren elektrischer Licht- und Kraftanlagen, 2, Übgn., 2. — **Feldmann**: Elektrischer Antrieb von Hebezeugen, 2; Motorgeneratoren und rotierende Umformer, 1; Elektrische Lichtquellen und ihre Verwendung, 1. — **Fehmer**: Elektrische Strassenbahnen, 1. — **Krauss**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 3; Mechanische Technologie I, 2, II, 2; Werkzeugmaschinen, 2; Heizung und Lüftung, 2. — **Lincke**: Maschinenelemente, 3, Konstruktionsübungen, 9; Zeichnen und Konstruktionsübungen in Maschinenelementen (für Studierende des Bauingenieurwesens), 3; Kinematik I (für Studierende des Maschinenbaues und der Elektrotechnik), 2, II (für Studierende des Maschinenbaues, 1; Maschinenelemente und Kinematik (ausgewählte Kapitel), 1. — **Berndt**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Baumaschinenzeichnen (für Studierende des Bauingenieurwesens), 3; Ausgewählte Abschnitte aus der Festigkeitslehre, 2; Gasmotoren, 2. — **Gutermuth**: Dampfmaschinen, 6, Konstruktionsübungen, 6. — **Pfarr**: Hebemaschinen, 2; Wasserkraftmaschinen, 4; Wasserwerksbauten, 2, Konstruktionsübungen zu Hebemaschinen, Wasserkraftmaschinen und Fabrikanlagen, 6. — **Dieffenbach**: Grundzüge der Eisenhüttenkunde (für Studierende des Maschinenbaues), 1; Elektrochemie, 2; Chemische Technologie, 4; Elektrochemisches Kolloquium (mit Neumann und Winteler), 1; Chemisches Praktikum für Elektrochemiker (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend; Chemisch-technisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend; Elektrochemisches Praktikum (mit Neumann und Winteler), tägl. ausser Sonnabend. — **Beck**: Gewichts- und Kostenberechnungen der Maschinenfabrikation, 1. —

Staedel: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum (mit Kolb, Keppeler und Richter), tägl. ausser Sonnabend. — **Kolb**: Anorganische Chemie I, Spezieller Teil, 2; Analytische Chemie II, 2; Analytische Chemie der seltenen Elemente, 1; Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Finger**: Organische Experimentalchemie, 5; Kolloquium über organische Chemie, 1; Praktikum im Laboratorium für organische Chemie, tägl. ausser Sonnabend; Farbstoff- und Färbereipraktikum (mit Schwalbe). — **Keppeler**: Neuere Fortschritte der anorganischen Chemie, 1 *g*. — **Schwalbe**: Zwischenprodukte der Teerfarbenfabrikation, 1 *g*. — **Heyl**: Pharmazeutische Chemie (organischer Teil), 2. — **Neumann**: Gasanalytische Methoden, mit Übungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie (Elektrochemie), 1 *g*. — **Vaubel**: Theoretische Chemie I, 2, Übungen, 3; Stöchiometrische Berechnungen, 1; Die physikalischen und chemischen Methoden der quantitativen Bestimmung organischer Verbindungen, 2; Ausgewählte Kapitel aus der Technik organischer Verbindungen, 1. — **Sonne**: Chemisch-technische Untersuchung der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, mit Demonstrationen und Exkursionen, 2. — **Weller**: Untersuchen von Nahrungsmitteln, Genussmitteln und Gebrauchsgegenständen, 1, Übungen, 8. —

Graefe: Repetitorium der Elementarmathematik, 2, Übgn., 2; Höhere Mathematik für Architekten, Chemiker, Elektrochemiker, 3, Übungen, 2; Geschichte der Mathematik, 1. — **Fenner**: Trigonometrie, 3; Geodäsie, 4, Übungen, 4; Ausarbeitung der geodätischen Vermessungen, 2. — **Scheffers**: Höhere Mathematik für Architekten, Chemiker, Elektrochemiker und Geometer, 3, Übungen, 2; Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6. — **Gundelfinger**: Elemente der höheren Algebra, mit Übgn., 1; Höhere Mathematik I für Ingenieure, Maschinenbauer und Elektrotechniker, 5, Übungen, 4; Analytische Übgn. (für Vorgerücktere). — **Dingeldey**: Höhere Mathematik I für Ingenieure, Maschinenbauer und Elektrotechniker, 5, Übgn., 4. — **Wiener**: Höhere Mathematik II, 2, Übungen, 1; Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 6, II, 1, Übungen, 2; Arbeiten im mathematischen Institut, 3. — **Henneberg**: Technische Mechanik, 3, Übungen, 2; Mechanik II, 6, Übungen, 3; Die allgemeine Theorie der statisch bestimmten Fachwerke und Fachwerksträger, 1. — **Schlink**: Repetitorium der Mechanik, 2; Über Rechenapparate und graphisches Rechnen, 1; Spezielle Kapitel der Festigkeitslehre, 1 *g*.

Technische Hochschule Dresden.

Hallwachs: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum I (mit Toepler), 6 oder 3, II (mit Toepler), 9; Praktikum für grössere physikalische Arbeiten, 20; Physikalisches Kolloquium, Referate über neue Arbeiten (mit Helm), 1 *g*. — **Toepler**: Einleitung in die Theorie des Potentials und der stationären elektrischen Strömung, 2. — **Krone**: Theorie und Praxis der Photographie nebst Kolloquium über wissenschaftliche Photographie, mit Demonstrationen, 2; Lichtpausen mit Demonstrationen (kürzerer Kursus), 2 *g*. — **Ulbricht**: Telegraphie und Telephonie, 2 *g*. — **Görges**: Allgemeine Elektrotechnik I, 2; Elektrotechnische Messkunde, 2; Elektrische Starkstromanlagen, mit Übungen, 4; Elektrotechnische Übungen für Geübtere, 12, für Maschineningenieure und Chemiker, 4; Grössere elektrotechnische Spezialarbeiten, 30; Elektrotechnisches Kolloquium (mit Kübler), 2 *g*. — **Kübler**: Dynamomaschinen I, 2; Entwerfen von Dynamos, Starkstromapparaten und elektrischen Fahrzeugen, 8; Elektrische Fahrzeuge, 2; Die Starkstromtechnik im Eisenbahnwesen und Werkstattbetrieb II, 1. — **L. Lewicki**: Dampfmaschinen I, 4; Dampfkessel, 3; Maschinenkonstruieren für Maschineningenieure, 10, für Elektroingenieure, 5; Arbeiten im Maschinenlaboratorium (Dampf- und Wassermaschinen), mit Kolloquium (mit E. Lewicki), 3; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium A, 20. — **E. Lewicki**: Einführung in die Theorie und Konstruktion der Dampfturbinen, mit Experimenten und Demonstrationen, 2; Die Betriebskosten der Wärmekraftmaschinen, 1. — **Buhle**: Maschinenelemente, 5; Maschinenkonstruieren, 10; Hebemaschinen, 2. — **Fischer**: Allgemeine Maschinenlehre, 3; Eisenbahnmaschinenwesen, 3; Skizzieren für die Chemische Abteilung, 4, für die Mechanische Abteilung, 4. — **Grübler**: Technische Mechanik I, für Bau-, Maschinen- und Elektroingenieure, 2, III, 4, Übungen, 1. — **Mollier**: Technische Thermodynamik (Grundsätze und Anwendung auf die Dampfmaschine), 4, Übungen, 1; Kinematik, 2, Übungen, 3; Übungen im Maschinenlaboratorium, 4; Grössere Arbeiten im Maschinenlaboratorium, 24. — **Ernst Müller**: Allgemeine mechanische Technologie II, 3; Technologisches Praktikum für die Faserstofftechnik, Übungen, 20; Weberei, 3; Die Wartung der Dampfkessel und Dampfmaschinen im Betriebe, 1 *g*. — **Scheit**: Untersuchung von Baumaterialien in der mechanisch-technischen Versuchsanstalt, 3. —

v. Meyer: Organische Chemie, 5; Kolloquium (freie Vorträge über wichtige Probleme der Chemie) (mit v. Walther), 1 *g*; Organisch-chemisches Praktikum, ganztägig und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Hempel**: Metallurgie, 2; Chemische Grossindustrie, 2; Brennmaterialien, Theorie der rauchfreien Feuer, 1; Anorganisch-chemisches Praktikum a) qualitative Analyse, 12, b) quantitative Analyse, technische Titriermethoden, Gasanalyse, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Bucherer**: Einführung in das allgemeine Patentwesen, 1; Die organischen Heilmittel mit besonderer Berücksichtigung ihrer Synthese und Anwendung, 1 *g*. — **F. Foerster**: Elektrochemie, ihre Theorie und technische Anwendung, 2; Physikalische (theoretische) Chemie II, 3; Praktikum für Elektrochemie, 8; Praktikum für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Elektrochemie und physikalischen Chemie, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Lottermoser**: Titriermethoden, 1. — **Möhlau**: Chemie der Textilindustrie: Gewinnung der Spinnfasern und ihre Veredelung durch Bleicherei, Färberei, Zeugdruck und Appretur, 3; Chemie und chemische Technologie der organischen Farbstoffe II, 2; Praktikum für Farbenchemie, 8, für Färbereitechnik, halbtägig, für grössere Arbeiten auf dem Gebiete der Farbenchemie bezw. Färbereitechnik, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Erich Müller**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen Chemie, 1. — **v. Walther**: Arbeitsmethoden der organisch-chemischen Labo-

ratoriumstechnik, 1; Wichtige Einzelkapitel der organischen Chemie, 1. — **Renk**: Nahrungsmittelchemie, 2; Wohnungshygiene, 1; Übungen im Untersuchen von Nahrungs- und Genussmitteln, ganztägig, tägl. ausser Sonnabend; Praktikum für Nahrungsmittelchemiker, halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. —

Helm: Analytische Geometrie II, 3, Übungen, 1; Analytische Mechanik, 2; Übungen und Ergänzungen zur Mechanik für Vermessungsingenieure, 1; Ausgewählte Kapitel aus der mathematischen Physik, 1; Dioptrik, 1. — **Krause**: Differentialrechnung, 4, Übungen, 1; Theorie der reellen Funktionen, 4; Mathematisches Seminar, 1 *g*. — **Fuhrmann**: Anwendungen der Differential- und Integralrechnung, 2; Vermessungslehre, 2; Geodätisches Zeichnen, 2. — **Naetsch**: Einleitung in die Theorie der Differentialgleichungen, 2. — **Pattenhausen**: Geodäsie I, 3, Übungen, 2, II, 2, Übungen, 2; Höhere Geodäsie, 2, Übungen, 2; Geodätische Ausarbeitungen für Bauingenieure, 2, für Vermessungsingenieure, 4; Geodätische Rechenübungen, 2; Skizzieren geodätischer Instrumente, 2; Seminaristische Übungen für Geodäten, 2. — **Rohn**: Darstellende Geometrie II, 4, Übungen, 6; Kegelschnitte, 1; Analytische Geometrie der Kurven und Flächen 2. Grades, 2. — **N. N.**: Planzeichnen, 2; Technisches Zeichnen, 4; Katastervermessung und Grundstückszusammenlegung I (für Vermessungsingenieure), 1, Übungen, 2. —

Universität Erlangen.

Wiedemann: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 2; Physikalisches Halbpraktikum, 20; Physikalisches Vollpraktikum, 40; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Schmidt**: Theoretische Physik II: Elektrizität und Optik, 4; Mathematisch-physikalische Übungen (mit Wehnelt), 2 *g*; Populäre Astronomie, mit Demonstrationen und Projektionsbildern, 1 *g*. — **Wehnelt**: Einführung in die mathematische Behandlung der Physik und Chemie, 1. —

Fischer: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktika im chemischen Laboratorium (mit Busch), a) Vollpraktikum, 40, b) Halbpraktikum, 20; Praktikum für Mediziner (mit Busch und Gutbier), 4. — **Paal**: Chemie in ihrer Anwendung auf Pharmazie und Medizin, 3; Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, 2; Chemisches Praktikum: a) Vollpraktikum, 44, b) Halbpraktikum, 20 bis 24; Praktischer Kurs für Studierende der Pharmazie, 20; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungs- und Genussmittel: a) Vollpraktikum, 44, b) Halbpraktikum, 20 bis 24. — **Busch**: Qualitative und quantitative chemische Analyse I: Metalle, 2; Chemie der Benzolderivate, 2; Kolloquium über neuere chemische Litteratur (mit Gutbier und Jordis), 1 *g*. — **Henrich**: Die Chemie des Pyridins, Chinolins und der wichtigsten Alkaloide, 2; Elektrochemisches Praktikum für Vorgeschrittene (mit Jordis), 5. — **Jordis**: Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum: a) für Anfänger: Elektroanalyse, 3, b) Halb- und Vollpraktikum, 20 bezw. 40. — **Gutbier**: Geschichte der Chemie, 1; Gasanalytisches Praktikum, 2. —

Gordan: Differential- und Integralrechnung, 4; Algebra, 4; Übungen im Seminar, 3 *g*. — **Noether**: Analytische Geometrie I, 4; Analytische Mechanik, 4; Mathematische Übgn., *g*. —

Universität Freiburg i. Br.

Himstedt: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, 5; Übungen aus der theoretischen Physik, 1 *g*; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Praktikum, 18 *g*. — **Koenigsberger**: Partielle Differentialgleichungen und ihre physikalischen Anwendungen, 2; Kinetische Gastheorie (ohne Anwendung höherer Mathematik), 1. — **Meyer**: Elektrochemie, 2; Mechanische Wärmetheorie und deren Anwendung auf physikalische und chemische Probleme, 2; Elektroanalyse, 1 *g*; Physikalisch-chemisches Übungspraktikum, 1 Vormittag; Selbständige physikalisch-chemische Arbeiten, tägl. —

Gattermann: Anorganische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Willgerodt), tägl. ausser Sonnabend; Praktische Übungen in der Gasanalyse (mit Meigen), 3 *g*. — **Willgerodt**: Organische Experimentalchemie, 4; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Anorganische Technologie, 2. — **Edinger**: Die synthetischen Methoden der organischen Chemie (mit sich anschliessendem Kolloquium), 2. — **Fromm**: Über qualitative Analyse, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie für Mediziner, 2. — **Müller**: Theoretische Grundlagen der chemischen Analyse, 1; Die Phasenregel, 1. — **Rupp**: Chemie der Teerfarbstoffe II, 2. — **Meigen**: Gewichtsanalyse, 2; Einführung in die Geschichte der Chemie, 1; Lötrohrpraktikum, 2. —

Lüroth: Analytische Geometrie der Ebene und Differentialrechnung, 5; Analytische Geometrie des Raumes, 3; Mathematisches Seminar, 1. — **Stickelberger**: Theorie der Differentialgleichungen, 4; Zahlentheorie, 3. — **Loewy**: Algebraische Analysis, 4; Ausgewählte Fragen der Algebra, 2; Übungen im mathematischen Seminar. — **Seith**: Projektive Geometrie, 2. —

Universität Giessen.

Drude: Experimentalphysik II: Optik, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, 6; Praktikum für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14 tägig, 2. — **Fromme**: Thermodynamik, 4; Mathematische Geographie und Elemente der Astronomie, 1. —

Naumann: Anorganische Experimentalchemie, 5 1/4; Praktische Übungen und Untersuchungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Untersuchung von Nahrungsmitteln und technischen Erzeugnissen (mit Eidmann), tägl.; Chemische Übungen für Mediziner, tägl. — **N. N.**: Analytische Chemie II, 2. — **Eidmann**: Pharmazeutisch-chemische Präparate II, 2; Einführung in die organische Chemie, 2; Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln auf Vergiftungen und Verfälschungen, 1. — **Elbs**: Chemisches Praktikum, tägl.; Elektrochemisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Brand), 5; Angewandte Elektrochemie, 2; Chem. Kolloquium, $1^1/_2$. — **Brand**: Repetitorium der Chemie, 3. —

Pasch: Grundlagen der Analysis, 4; Einleitung in die Invariantentheorie, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, $1^1/_2$. — **Netto**: Differential- und Integralrechnung, 3, Übungen, 2; Theorie der algebraischen Gleichungen, 3; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, $1^1/_2$. — **Wellstein**: Technische Mechanik, 3; Graphische Statik mit Übungen, 2. —

Universität Göttingen.

Riecke: Experimentalphysik II, 3; Physikalische Übgn., 4; Ausgewählte Teile der Elektrizitätslehre, 1 *g*; Wissenschaftliche Arbeiten Vorgeschrittener, 40 *g*. — **Voigt**: Allgemeine Elektrizitätslehre, 4; Praktisch-physikalische Übgn., 4; Wärme und Elektrizitätsleitung, 1 *g*; Physikalische Beobachtungen, 40 *g*. — **Simon**: Wechselstromelektrotechnik, 2; Elektrotechnische Demonstrationen für Juristen, 1; Elektrotechnisches Praktikum, 3; Drahtlose Telegraphie, 1 *g*; Laboratorium, 48 *g*. — **Abraham**: Thermodynamik, 2, Übungen, 1 *g*. — **Stark**: Emission und Absorption des Lichtes, 2. — **Bose**: Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften, 3; Physikalische Einheiten und Konstanten, 1; Übungen in der Anfertigung und Handhabung von Demonstrationsapparaten, 3 *g*. — **Wiechert**: Physik des festen Erdkörpers und der Hydrosphäre, 3; Erdbeben, 1 *g*; Geophysikalisches Praktikum, *g*. — **Lorenz**: Allgemeine Maschinenlehre, 2; Praktikum im Maschinenlaboratorium, $3^1/_2$; Technische Physik (ausgewählte Kapitel), 1 *g*; Anleitung zu Arbeiten für Vorgeschrittenere, 35 *g*. — **Nernst**: Theoretische Chemie, 3; Physiko-chemische Arbeiten und Übungen, tägl.; Akkumulatoren, 1 *g*; Physikochemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Coehn**: Angewandte Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum, 2. —

Wallach: Unorganische Chemie, 6; Chemisches Praktikum, 20 bis 40; Chemisches Kolloquium, 1 *g*. — **Tammann**: Praktikum der unorganischen Chemie für Vorgeschr., 20; Zur Chemie der Silikate, 1; Die Lehre vom Gleichgewicht heterogener Systeme in Anwendung auf die anorgan. Chemie, 1 *g*. — **Tollens**: Technische Chemie für Landwirte (Zucker, Gärung, Phosphate), 3; Agrikulturchemisches Praktikum, 30. — **Polstorff**: Pharmazeutische Chemie, 4; Prüfung der Nahrungsmittel, 2; Chemisches Kolloquium für Pharmazeuten, 2 *g*. — **Fischer**: Chemische Technologie, 2; Chemisch-technologische Tagesfragen, 1 *g*. — **Kötz**: Bildung und Darstellung organischer Verbindungen, 2; Chemische Tagesfragen, 1 *g*. — **Manchot**: Stereochemie, 1. — **v. Braun**: Geschichte der Chemie, 2. — **Borsche**: Chemie der Teerdestillationsprodukte, 3. —

Klein: Differential- und Integralrechnung II, 4; Mathematisches Seminar (Wahrscheinlichkeitsrechnung), 2 *g*. —

Hilbert: Theorie der partiellen Differentialgleichungen, 4; Zahlbegriff und Quadratur des Kreises, 2; Seminarübungen aus dem Gebiet der Differentialgleichungen (mit Minkowski), 2 *g*; Algebraisch-arithmetische Übungen (mit Minkowski, Zermelo und Blumenthal), 1. — **Schwarzschild**: Allgemeine Astronomie, 3; Astronomisches Kolloquium, 2 *g*. — **Minkowski**: Mechanik I, 4; Geometrie der Zahlen, 2. — **Brendel**: Geodäsie, 2; Mathematische Statistik, 1 *g*; Mathematische Übungen im Seminar für Versicherungswissenschaft, 2 *g*. — **Schilling**: Darstellende und projektive Geometrie, 2, Übungen, 4; Kinematik, 1 *g*. — **Ambronn**: Theorie der Finsternisse und Bestimmung astronomischer Konstanten, 3; Übungen an den Instrumenten der Sternwarte, tägl.; Ausgewählte Kapitel aus der Geschichte der Astronomie, 1 *g*. — **Zermelo**: Variationsrechnung, 3; Determinanten, 1; Übungen zur Differential- und Integralrechnung, 1. — **Blumenthal**: Automorphe Funktionen, 2. —

Universität Graz.

Pfaundler: Experimentalphysik, 5; Physikalische Übgn., 12. — **Wassmuth**: Dynamik materieller Punkte und Punktsysteme, 5; Übungen im mathematisch-physikalischen Seminar, 3 *g*. — **Streintz**: Wellenlehre und Akustik, 2. —

Skraup: Allgemeine und anorganische Experimentalchemie: Chemie für Mediziner, Philosophen und Pharmazeuten, 5; Chemische Übungen für Anfänger, 15; Chemisches Praktikum für Mediziner, 4; Übungen für Vorgeschrittene, 20. — **Schrötter**: Pharmazeutische Chemie, anorganischer und organischer Teil, 4; Chemie der Methanderivate II: Fettkörper, 2. — **v. Hemmelmayr**: Chemie der Metalle, 2. —

Frischauf: Höhere Analysis, 3; Zahlentheorie, 2; Mathematisches Seminar: Quaternionen mit Anwendung auf Astronomie, 2 *g*. — **Dantscher v. Kollesberg**: Analytische und projektivische Geometrie des Raumes, 5; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Streissler**: Darstellende Geometrie (orthogonale Projektion), 3. — **Hillebrand**: Sphärische Astronomie I, 2; Bahnbestimmung der Planeten und Kometen, 3. —

Technische Hochschule Graz.

v. Ettingshausen: Physik, 5; Elektrotechnik, 3, Übgn., 8. — **Streintz**: Masse und Messmethoden der Elektrizität, 2; Wärmelehre I: Thermodynamik, 2. — **Bartl**: Theoretische Maschinenlehre I, 2, IIa, $2^1/_2$, IIb, 2; Allgemeine Maschinenkunde I, 4. — **Bendl**: Maschinenbau Ia, 3, Übungen, 10, Ib: Lasthebemaschinen, 3, Übungen, $10^1/_2$, IIb, 4, Übungen, 15. — **N. N.**: Technisches Zeichnen für Hörer der Maschinenbauschule (Maschinenzeichnen), 4. —

Emich: Anorganische Chemie, 7; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten im chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene. — **Andreasch**: Qualitative chemische Analyse, 1, Laboratoriumsunterricht und Übungen, 18; Chemische Technologie der organischen Stoffe: Kohlenhydrate und Gärungschemie, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der organisch-technisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der organischen Chemie und der chemischen Technologie organischer Stoffe, für Vorgeschrittene. — **B. Reinitzer**: Quantitative chem. Analyse, 1, Laboratoriumsunterricht und Übungen in der quantitativen chemischen Gewichtsanalyse, 20; Chemische Technologie der anorganischen Stoffe: Eisen- und Metallhüttenkunde, 4; Laboratoriumsunterricht und Übungen in der anorganisch-technisch-chemischen Analyse, 20; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus dem Gebiete der anorganischen Chemie und der chemischen Technologie anorganischer Stoffe, für Vorgeschrittene; Enzyklopädie der technischen Chemie, 2. — **v Hemmelmayr**: Über organische Farbstoffe, 2. — **v. Kraft**: Mechanische Technologie I, 3, II, 2, III, 2.

Hočevar: Mathematik I: a) Algebra und Analysis, b) Analytische Geometrie, 6, Übungen, 2. — **Stelzel**: Elemente der höheren Mathematik I, 4. — **Peithner v. Lichtenfels**: Mathematik II, 4, Übungen, 2. — **Schüssler**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 6; Theorie der Kegelschnitte, 3; Seminarübungen aus darstellender Geometrie a) Unterseminar, 2, b) Oberseminar für Vorgeschrittene, 2. — **Wittenbauer**: Allgemeine Mechanik (einschliesslich der Elemente der graphischen Statik) I, 4, Übungen, 1; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Technische Mechanik I: Theorie der Elastizität, 4. —

Klingatsch: Niedere Geodäsie I, 4; Höhere Geodäsie, 4; Praktische Messübungen. —

Universität Greifswald.

König: Theorie der Elektrizität, 4, Übungen, 1 *g*; Physikalische Übungen für Studierende der Naturwissenschaften, 6 Leitung selbständiger physikalischer Untersuchungen, tägl.; Besprechungen über neuere physikalische Arbeiten (mit Mie 2 *g*. — **Mie**: Experimentalphysik: Wärme, Elektrizität und Magnetismus, 4, Elementarmathematische Ergänzungen, 1 *g*; Kleines Praktikum für Mediziner und Pharmazeuten, 2. — **Holtz**: Mechanik u. Molekularphysik unter Mitberücksichtigung des Alltagslebens und der Technik, gemeinfasslich, experimentell, 1; Maschinen- und Gewitterelektrizität mit Einschluss der Funkeninduktoren und ihrer Anwendungen, gemeinfasslich, experimentell, 1; Physik der Gestirne, mit Experimenten und zeitweiser Beobachtung der Sterne, 2 *g*. — **Schreber**: Die Kraftmaschinen (Luft-, Wasser-, Dampf- und Gasmaschinen), 2. — **Berg**: Neuere Anschauungen über atmosphärische Elektrizität, 1 *g*; Lektüre und Besprechung der Maxwellschen Abhandlung „Über Faradays Kraftlinien", 1 *g*. —

Auwers: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Zahnärzte, 3; Chemisches Praktikum für Pharmazeuten (mit Semmler), tägl.; Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie, 5. — **Semmler**: Ätherische Öle, 1; Pharmazie I, 2; Ausmittelung der Gifte, 2; Ausgewählte Kapitel der organischen Chemie, 1 *g*; Kolloquium für Pharmazeuten, 2 *g*. — **Posner**: Chemie der Benzolderivate, 2; Theorie und Praxis der Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 2; Exkursionen. —

Thomé: Analytische Geometrie, 4; Theorie der hypergeometrischen Funktion, 2 *g*; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Study**: Infinitesimalrechnung II, 4, Übungen, 1 *g*; Geometrie im komplexen Gebiet, 2 *g*; Seminar (für Fortgeschrittenere), *g*. — **Kowalewski**: Funktionentheorie II: Elliptische Funktionen, 4, Übungen, 1 *g*; Theorie der Kettenbrüche, 1 *g*. — **Ebert**: Bahnbestimmung der Kometen und Planeten, 1, Sphärische Astronomie, 1; Astronomische Rechenübungen mit besonderer Berücksichtigung der numerischen Auflösung von Differentialgleichungen durch mechanische Quadraturen, 1 *g*. Anleitung zu geographischen Ortsbestimmungen, *g*. —

Universität Halle.

Dorn: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, 4; Physikalisches Laboratorium: a) Übungspraktikum, 6, b) Arbeiten von Geübten, tägl.; Theorie der Elastizität, 2 *g*. — **Schmidt**: Elektrizität und Magnetismus, 4; Übungen zur theoretischen Physik, *g*. —

Volhard: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium (mit Doebner und Vorländer), tägl. ausser Sonnabend, für Studierende der Medizin, 4; Übungen im Experimentalvortrag, 1 *g*. — **Doebner**: Organische Chemie, 4; Über Alkaloide, 1 *g*. — **Vorländer**: Chemie der Zuckerarten, 1; Stereochemie, 1 *g*. — **Baumert**: Chemie der Nahrungs- und Genussmittel I, 2; Praktische Übungen in der chemischen Untersuchung und Beurteilung von Nahrungs- und Genussmitteln, ganz- oder halbtägig, tägl. ausser Sonnabend. — **Erdmann**: Technische Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Praktische Übgn. im Laboratorium für angewandte Chemie, tägl. ausser Sonnabend. —

Cantor: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übgn., 14 tägig, 2 *g*. — **Wangerin**: Theorie des Potentials und der Kugelfunktionen, 4; Elliptische Funktionen II, nebst Anwendungen, 3; Analytische Geometrie des Raumes, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 14 tägig, 2 *g*. — **Eberhard**: Lineare Gleichungen und Determinanten, 2; Elemente der Funktionentheorie, 2; Mathematische Übungen, 1 *g*. — **Grassmann**: Analytische Mechanik II, mit Übungen, 3 Elemente der graphischen Statik, 2, Übungen, 1 *g* — **Buchholz**: Grundlagen der astronomischen Bewegungslehre (Theorie der Planeten- und Kometenbahnen), 2; Die Theorie der Bewegung der Erdachse, 1. — **Bernstein**: Algebra, 4. —

Technische Hochschule Hannover.

Dieterici: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 4; Arbeiten im Laboratorium der Physik (mit

Precht), 4. — **Precht**: Grundzüge der Physik, 3; Praktische Physik, 2. — **Kohlrausch**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Theoretische Elektrotechnik, 4; Entwerfen von Dynamomaschinen und Transformatoren (mit Winkelmann und Meyer), Übungen, 2; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Beckmann, Winkelmann, Schüppel und Meyer), Übungen, 8, II, Übungen, für Maschineningenieure, Übungen, 8. — **Heim**: Elektrische Anlagen I (mit Winkelmann), 3, Übungen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2; Elektrische Kraftübertragung (für Maschineningenieure), 2; Grundzüge der technischen Elektrolyse, 2; Elektrolytische Übungen, 4. — **Beckmann**: Praktische Elektrotechnik für Anfänger II, 1; Elektrotechnische Messkunde II, 2. — **Thiermann**: Das Schwingungsgalvanometer, 1. — **Franke**: Technische Physik, 2. — **Fischer**: Allgemeine mechanische Technologie (mit v. Roessler), 4; Spezielle Technologie I, einschliesslich Werkzeugmaschinenkunde (mit v. Roessler), 4, Übungen, 2. — **Riehn**: Bau und Theorie der Kraftmaschinen (mit Diedrich, Quelle, Mees und Kirchhoff), 6, Übungen, 8; Übungen im Entwerfen von Kraft- und Hebemaschinen (mit Diedrich, Quelle und Mees), 4; Schiffbau, 3, Übungen, 4. — **Frank**: Maschinenorgane (mit Ryssel, Wegener und Pilgram), 5, Übungen, 7; Eisenbahnmaschinenbau (mit Ryssel und Pilgram), 3, Übungen, 3. — **Frese**: Ingenieurlaboratorium I (mit Mestwerdt, Ziegler, Schürmann und Schaefer), 1, Übungen, 4, II, 1, Übungen, 4; Theoretische Maschinenlehre (mit Ziegler), 4. — **Troske**: Grundzüge des Maschinenbaues (mit Burkowitz und Schmidt), 3, Übungen, 4; Regulatoren der Kraftmaschinen (mit Burkowitz), 2; Fabrikanlagen und Eisenbahnwerkstätten (mit Burkowitz), 2. — **Klein**: Allgemeine Maschinenlehre I (mit Schmidt), 4; Grundzüge der Maschinenlehre (mit Schmidt), 3; Hebezeuge und Pumpen (mit Burkowitz und Schmidt), 2. — **Prandtl**: Mechanik I, 3, Übungen, 1, II, 4, Übungen, 1; Statik der Baukonstruktionen, 3, Übungen, 1. — **Mestwerdt**: Heizung, Lüftung und Beleuchtung geschlossener Räume, 3. — **v. Roessler**: Maschinenzeichnen (mit Burkowitz, Wegener und Ziegler), 4; Bautechnologie, 3; Spezielle Technologie II, 2; Fabrikationszweige der Textilindustrie, 3; Technologisches Praktikum: Textilindustrie, 3. —

Seubert: Anorganische Chemie, 6; Arbeiten im Laboratorium der anorganischen Chemie (mit Eschweiler, Jänecke und Becker), tägl. ausser Sonnabend. — **Eschweiler**: Analytische Chemie, 2. — **Behrend**: Organische Chemie, 4; Arbeiten im Laboratorium (mit Keiser), tägl. ausser Sonnabend. — **Keiser**: Entwicklungsgeschichte der Chemie, 1; Anorganisches Kolloquium, 2. — **Ost**: Grundzüge der chem. Technologie, 3; Chemische Technologie I, 4, Übungen, 2; Übungen in der Elektroanalyse (mit Buchholtz), 6; Arbeiten im Laboratorium der technischen Chemie (mit Buchholtz), tägl. ausser Sonnabend. —

Kiepert: Differential- und Integralrechnung I, 5, Übgn., 1, Repetition, 1; Geometrie der Lage, 3; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, mit Übungen, 3. — **Runge**: Differential- und Integralrechnung II, 4, Übungen, 1; Analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, mit Übungen, 3. — **Rodenberg**: Darstellende Geometrie (mit Peters, Fresenius und Fatken), 3, Übungen, 6; Darstellende Geometrie II (mit Peters, Fresenius und Fatken), 3, Übgn., 6. — **Petzold**: Algebraische Analysis und Trigonometrie, 3; Übungen in der Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 1. — **Reinhertz**: Grundzüge der praktischen Geometrie (mit Petzold), 2; Geodäsie I (mit Petzold), 4, Übungen, 2, II, 2; Höhere Geodäsie. 2. —

Universität Heidelberg.

Quincke: Experimentalphysik: Allgem. Physik, Wärme, Akustik, 5; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im physikalischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Praktikum, 4. — **Pockels**: Einleitung in die theoretische Physik II, 4, Übgn., 1 *g*; Grundzüge der Elektrotechnik, 2. — **Weber**: Die physikalischen Messmethoden (Einführung in das physikalische Praktikum), 2; Wissenschaftlich-photographische Übungen, 2. — **Kalähne**: Einführung in die Thermodynamik, 2; Das Gesetz von der Erhaltung der Energie, mit Demonstrationen, 1. —

Curtius: Allgemeine Chemie I: Anorganische Experimentalchemie, 6; Praktische Übungen und Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen im akademischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Chemischer Referateabend (mit Jannasch, Knoevenagel, Bredig, Stollé, Klages, Mohr), 14 tägig, 2 *g*. — **Brühl**: Organische Chemie, 3; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Jannasch**: Gewichtsanalyse, 2; Chemische Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Gasanalytisches Praktikum, 3; Analytisches Praktikum zur Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, 4 bis 8. — **Knoevenagel**: Chemie der Benzolderivate, 3; Chemie und Technologie der Teerfarbstoffe, 2. — **Bredig**: Ausgewählte Kapitel der anorganischen Chemie vom Standpunkte der Phasenlehre und Ionentheorie, 2; Physikalisch-chemische Messmethoden, 2. — **Krafft**: Organische Chemie, 3; Praktisch-chemische Übungen und Arbeiten im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Dittrich**: Repetitorium der anorganischen und analytischen Chemie (Kolloquium), 3; Chemisches Praktikum und Anleitung zu wissenschaftlichen anorganisch-analytischen Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum (für Anfänger und Mediziner), tägl. ausser Sonnabend; Elektro-analytisches Praktikum, 3; Ferienkurse: a) Chemisches Praktikum, ganztägig, vierwöchentlich, b) Praktikum der Chemie für Mediziner, dreiwöchentlich. — **Stollé**: Pharmazeutische Chemie II: Organischer Teil, 3; Chemie der heterozyklischen Verbindungen, 1. — **Klages**: Hydroaromatische Verbindungen (einschliessl. der Kampher und Terpene), 1. — **Mohr**: Grundzüge der Stereochemie, 1. — **Darapsky**: Entwicklung der organischen Chemie im 19. Jahrhundert, 1. —

Koenigsberger: Analytische Mechanik, 4; Theorie der elliptischen Funktionen (Fortsetzung der Funktionentheorie), 2; Ausgewählte Kapitel der Integralrechnung, 2; Mathematisches Unter- und Oberseminar, 2. — **Cantor**: Differential- und Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Politische Arithmetik, 2. — **Eisenlohr**: Theoretische Optik, 4; Differential- und Integralrechnung, 5; Über das Potential, 2. — **Koehler**: Analytische Geometrie des Raumes, 3. — **Landsberg**: Darstellende Geometrie (mit Übungen), 4; Theorie der krummen Linien und Flächen, 4. — **Boehm**: Mechanik der Continua (Theorie der Elastizität und Hydrodynamik) in Verbindung mit Kolloquium, 3. — **Valentiner**: Theorie der Störungen (Fortsetzung), 2; Grundlehren der Astronomie in geschichtlicher Entwicklung, 2. — **Wolf**: Elemente der Astronomie (Mathematische Geographie), 2 *g*. —

Universität Jena.

Winkelmann: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum, a) für Physiker, 6, b) für Chemiker, 4; Physikalische Spezialuntersuchungen, tägl.; Repetitorium der Physik für Mediziner und Pharmazeuten, *g*. — **Abbe**: Liest nicht. — **Auerbach**: Mechanik der festen, flüssigen und gasförmigen Körper, 4. — **Straubel**: Krystalloptik, 2. — **Rau**: Technische Mechanik: Dynamik, 4; Elektrotechnisches Praktikum. —

Knorr: Allgemeine Experimentalchemie II: Organische Chemie, 5; Chemisches Praktikum (mit Wolff), a) Vollpraktikum, tägl., b) Halbpraktikum, tägl., c) Praktikum für Mediziner, 3; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, *g*. — **Wolff**: Analytische Chemie, 3; Elektrolyse und elektrolytisches Praktikum, 2. — **Duden**: Einführung in die moderne Elektrochemie, 2. — **Vongerichten**: Über Patentgesetze und die chemische Patentlitteratur der letzten zehn Jahre, 1; Geschichte der deutschen chemischen Industrie, 1 *g*; Färberei- und Druckereikursus, 8; Praktikum für spezielle technisch-chemische Arbeiten. — **Matthes**: Pharmazeutische Chemie II: Organische Chemie, 2; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1; Pharmazeutisches Halbpraktikum: Darstellung und Prüfung pharmazeutischer Präparate, Ausmittelung von Giften, tägl. ausser Sonnabend; Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel, Vollpraktikum, tägl. — **Gaenge**: Gerichtliche Chemie, 1; Praktische Übungen in chemischen Untersuchungen vermittelst optischer Instrumente, 2 *g*. — **Rabe**: Chemie der Kohlenhydrate und der Eiweissstoffe, 1. —

Thomae: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Elementare Funktionstheorie, 4; Seminar, 2 *g*. — **Gutzmer**: Determinanten und Algebra, 4; Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*. — **Frege**: Partielle Differentialgleichungen, 4; Begriffsschrift,

1 *g*. — **Knopf**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate, 3; Bestimmung des scheinbaren Laufs von Planeten und Kometen, 2. —

Universität Innsbruck.

Czermak: Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5; Praktische Übungen für Mediziner, 2 *g*, für Vorgeschrittene, tägl. *g*. — **Exner**: Mathematische Physik, 5; Seminar für mathematische Physik, 1 *g*. — **Radakovič**: Galvanometrie, 2; Praktische Übungen im Laboratorium für Anfänger, 6. — **Tollinger**: Die physikalisch-chemischen Eigenschaften der Milch und deren Bedeutung für die Verwertung derselben, 2. — **Hammerl**: Elektrotechnik I: Über elektrische Masse, Elektrolyse, Akkumulatoren und Gleichstrommaschinen, 2. — **Trabert**: Einleitung in die Geophysik, 2; Wettervorhersage, 1 *g*; Die Wärmeverhältnisse der Erde (mit höherer Rechnung), 2; Thermodynamik der Atmosphäre (mit höherer Rechnung), 1. —

Brunner: Allgemeine Chemie I: Anorganische Chemie, 5; Praktische Übungen im chemischen Laboratorium, tägl.; Praktische Übungen in analytischer Chemie für Hörer der Philosophie, tägl.; Chemische Übungen für Mediziner I, 4. — **Hopfgartner**: Grundzüge der Elektrochemie, 1. — **Zehenter**: Chemische Technologie der organischen Stoffe I, 2. —

Otto Stolz: Reelle Differential- und Integralrechnung, mit Übungen des mathematischen Seminars, 4; Arithmetik II: Die komplexen Zahlen, 1; Funktionentheorie nach Weierstrass (Schluss), 1. — **Wirtinger**: Zahlentheorie, 3; Elliptische Funktionen, 2; Mathematisches Seminar, 2. — **Zindler**: Darstellende Geometrie in Verbindung mit Konstruktionsübungen, 4; Elemente der Bewegungslehre (Kinematik), 2. — **v. Oppolzer**: Sphärische Astronomie, 2, Astronomische Übgn., 12; Die Optik des Fernrohres, 1. —

Technische Hochschule Karlsruhe.

Lehmann: Experimentalphysik, 4; Physikalisch. Seminar, (mit Sieveking), 1; Physikalisches Repetitorium (mit Sieveking), 1; Physikalisches Laboratorium (mit Sieveking), 6; Molekularphysik, 1. — **Arnold**: Gleichstromtechnik, 2; Wechselstromtechnik, 4; Übungen im Konstruieren elektrischer Maschinen und Apparate, 4; Elektrotechnisches Laboratorium I (mit Schleiermacher), 12, II, 8. — **Meidinger**: Heizung und Ventilation der Wohnräume mit Exkursionen, 2; Dynamomaschinen mit Hinblick auf ihre Geschichte und ihre Verwendung, 1. — **Schleiermacher**: Grundlagen der Elektrotechnik und Messkunde, 2; Theoretische Elektrizitätslehre, 3; Elektrische Messungen, 1. — **Teichmüller**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnisches Seminar, 1; Elektrische Leitungen, 2; Übungen im Entwerfen von Leitungsanlagen, 2; Theorie der Wechselströme, 2, Übungen, 1. — **Bragstad**: Elektrische Bahnen, 2. — **Schmidt**: Photographisches Praktikum (mit Vorträgen über die Theorie der Photographie, Darstellung lichtempfindlicher Präparate), 4. — **Benoit**: Hebe- und Transportmaschinen (ausgewählte Kapitel), 2; Eisenbahnmaschinenwesen, 3; Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Entwerfen von Hebemaschinen, 6; Entwerfen von Hebemaschinen, Pumpen und Gebläsen, 6. — **Brauer**: Theoretische Maschinenlehre: Theorie der Turbinen, Mechanische Wärmetheorie, 6, Übungen, 3; Festigkeitslehre, 2; Untersuchungen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Gaskraftmaschinen, Wasserkraftmaschinen und Arbeitsmaschinen. Materialprüfungen auf Elastizität und Festigkeit. Hydraulische Versuche, 3. — **Grassmann**: Dampfmaschinen u. Kessel I, 3, III u. Gasmaschinen, 2; Dampfmaschinen, Übungen, kleine Aufgaben, 3; Entwerfen von Dampfmaschinen und Kesseln, 6, für Studierende der Elektrotechnik, 6 und 3. — **Keller**: Maschinenelemente, 4; Maschinenkonstruktion: Triebwerke etc., für Studierende des Maschinenwesens, 8, für Studierende der Elektrotechnik, 4, für Studierende des Ingenieurwesens (Triebwerke, Hebezeuge etc.), 4; Wasserkraftanlagen, 1; Bau der Wasserkraftmaschinen, 1. — **Lindner**: Maschinenkunde, 3; Maschinenfabrikation, 2; Mechanische Technologie: Faserstoffindustrie, 2; Technisches Zeichnen für Chemiker, 2; Technologische Exkursionen. — **Bergmann**: Doppelte Buchführung für technische Anlagen, 1 *g*. —

Bunte: Chemische Technologie I: Gärungsgewerbe, Zuckerfabrikation, Brennerei, Brauerei etc., 2, II: Wasser, Beleuchtungstechnik, 2; Metallurgie, 1; Industrielle Feuerungen, 1; Übungen in der technischen Analyse (mit Eitner), für Chemiker, 4, für Maschineningenieure, 3; Gaschemische Übgn. (mit Haber), 2; Arbeiten im chemisch-technischen Laboratorium, 5 Tage; Übungen in der technischen Analyse, für Vorgerücktere, tägl.; Technologische Exkursionen. — **Engler**: Anorganische Experimentalchemie, 4; Chemisches Kolloquium, 1; Theoretische Chemie, 1; Chemisches Laboratorium, 5 Tage. — **Le Blanc**: Überblick über die theoretische und technische Elektrochemie, 2; Physikalische Chemie I: Stöchiometrie, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Kolloquium für Vorgeschrittene, 2; Physikalisch-chemisches und elektrochemisches Laboratorium, 5 Tage; Physikalisch-chemischer und elektro-chemischer Einführungskurs, 8 Wochen; Übungen im elektrochemischen Laboratorium für Elektrotechniker, 3. — **Dieckhoff**: Pharmazeutische Chemie, 2; Gerichtliche Chemie, 2. — **Eitner**: Methoden der technischen Analyse, 2; Ausgewählte Kapitel der technischen Analyse für Maschinenbauer und Elektrotechniker, 1. — **Haber**: Chemische Technologie der Faserstoffe I: Faserstoffe, Teerfarbenfabrikation, 2; Chemie der Gase, 2; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie vom Standpunkt der physikalischen Chemie, 2. — **Kast**: Industrie des Petroleums, der Fette und Harze, 2. — **Rupp**: Chemische und mikroskopische Untersuchung der Nahrungsmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Scholl**: Chemie der Benzolderivate I, 2. — **Wöhler**: Analytische Chemie II, 2; Anorganisch-chemisches Seminar, 1. —

Haussner: Elementare und analytische Geometrie der Ebene und des Raumes, 2, Übungen, 1; Arithmetik und Algebra, 2, Übungen, 1; Ebene und sphärische Trigonometrie, 2, Übgn., 1; Elemente der Differentialgeometrie, 2. — **Heun**: Theoretische Mechanik I, 4, Übungen, 2; Behandlung von Problemen der theoretischen Mechanik, 2; Mechanisches Seminar für Fortgeschrittenere, 4. — **Krazer**: Einleitung in die Funktionentheorie, 2; Höhere Mathematik II, 3. — **Schur**: Darstellende Geometrie I, 4, Übungen, 4; Graphische Statik, 2, Übungen, 2; Neuere synthetische Geometrie, 2. — **Wedekind**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 2. — **N. N.**: Projektionslehre, Übungen, 2; Übungen in den Grundlehren der höheren Mathematik, 1. — **Haid**: Praktische Geometrie, 3; Höhere Geodäsie, 3; Geodätisches Praktikum I, für Ingenieure, Forstleute und Geometer, 2, III, für Geometer, 3; Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Kriemler**: Konstruktionsübungen in den Elementen des Ingenieurwesens, 1, Übgn., 3; Elemente der Mechanik, 3, Übungen, 1. —

Universität Kiel.

Lenard: Experimentalphysik: Allgemeine Physik, Akustik, Wärmelehre, 4; Praktische Übungen für Anfänger, 7; Wissenschaftliche Untersuchungen Fortgeschrittener, tägl. ausser Sonnabend; Besprechungen physikalischer Fragen, 1 *g*. — **Weber**: Elektrodynamik, 4; Photometrie, 1 *g*; Ausgewählte physikalische Messungen und Untersuchungen, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2. —

Claisen: Organische Experimentalchemie, 4; Chemisches Praktikum, in der anorganischen Abteilung (mit Biltz), tägl. ausser Sonnabend, in der organischen Abteilung, tägl. — **Rügheimer**: Pharmazeutische Chemie: Organischer Teil, 3; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiet der physikalischen Chemie, 1 *g*. — **Biltz**: Chemie der Metalle, 3; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, 2. — **Emmerling**: Agrikulturchemie: Praktischer Teil, 1 *g*. — **Stoehr**: Chemie der Benzolderivate, 2. — **Feist**: Theoretische Chemie, 1 *g*; Besprechung neuerer Arbeiten auf dem Gebiete der organischen Chemie, 14 tägig, *g*. — **Berend**: Synthetische Methoden der organischen Chemie, 1. —

Pochhammer: Geometrie des Raums, 3; Theorie der Differentialgleichungen mit einer unabhängigen Variable, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 1 *g*. — **Stäckel**: Integralrechnung, 3; Elliptische Funktionen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Weinnoldt**: Ausgewählte Kapitel der technischen Mechanik, 2. — **Harzer**: Praktische Astronomie, 3, Übungen, 1 *g*. — **Kreutz**: Bestimmung der definitiven Bahn von Kometen und Planeten, 3; Astronomische Übungen, 1 *g*. — **Kobold**: Methode der kleinsten Quadrate mit besonderer Berücksichtigung geodätischer Messungen, 2; Geodätische Übgn., *g*. — **Grossmann**: Einleitung in die Chronologie, 2; Übungen zu geographischen Ortsbestimmungen, 1 *g*. —

Universität Königsberg.

Pape: Experimentalphysik II: Elektrizität und Magnetismus, Akustik, Optik, 5; Physikalisches Praktikum; Drehungspolarisation, 1 *g*. — **Volkmann**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 4; Physikalisch-praktische Übungen und Arbeiten für Anfänger und Vorgerückte, 6; Physikalisch-theoretische Übungen, 1 *g*. —

Klinger: Anorganische Chemie, 4; Darstellung und Prüfung der offizinellen Arzneimittel, 2; Übungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 1 *g*. — **Stutzer**: Agrikulturchemie II: Chemie der tierischen Ernährung, 4, Übungen, 2 *g*; Grosses chemisches Praktikum, tägl.; Chemisches Praktikum für Anfänger, 2. — **Blochmann**: Technische Chemie II: Die Grossindustrie auf dem Gebiete der anorganischen Chemie, 2; Qualitativer Nachweis einzelner Atomgruppen in organischen Körpern, 1 *g*. — **Lassar-Cohn**: Kolloquium über organische Chemie, 1. — **Löwenherz**: Theoretische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 1; Einleitung in die organische Chemie, mit Demonstrationen, 1; Elektrochemische und physikalisch-chemische Übungen und Arbeiten, besonders im Anschluss an die Vorlesungen, *g*; Technische Elektrochemie, mit Demonstrationen, 1 *g*. — **Kowalewski**: Die philosophischen Anschauungen der grossen Naturforscher, 1 *g*. — **Kippenberger**: Ausgewählte Kapitel der pharmazeutischen Chemie, 2; Angewandte Elektrochemie I: Die Hilfsmittel der Technik, 1 *g*. —

Struve: Sphärische Astronomie, 3; Übungen im Beobachten, *g*. — **Meyer**: Analytische Geometrie des Raums und projektive Geometrie (Geometrie II), 4, Übungen, 1 *g*; Einleitung in die analytische Mechanik, 4, Übungen, 1 *g*. — **Schoenflies**: Einleitung in die höhere Mathematik, 2; Funktionentheorie, 4; Übungen im mathematischen Seminar, 2 *g*. — **Saalschütz**: Zahlentheorie, 4; Höhere Differentialquotienten und Umkehr der Reihen, 2 *g*. — **Cohn**: Theorie der Beobachtungsfehler (Ausgleichungsrechnung, Methode der kleinsten Quadrate), 2; Übungen im astronomischen Rechnen, 2 *g*. — **Vahlen**: Integralrechnung, 4, Übungen, 1 *g*; Darstellende Geometrie, 4. —

Universität Lausanne.

Henri Dufour: Experimentalphysik I: Allgemeine Physik, Wärme, Akustik, Optik, 5; Praktische Arbeiten im Laboratorium für Anfänger, 1 Nachmittag; Spezielle Physik, 3. — **Mayor**: Mechanik, 5, Übungen, 1; Mathematische Physik, 2; Graphische Statik I, 2, II, 2, Übungen, 2 Nachmittage. — **Palaz**: Elektrotechnik I (Theoretischer Teil), 3, III, 3; Elektrotechnisches Laboratorium, 1 Nachmittag. — **Gaillard**: Elektrische Installationen, 2. — **Mercanton**: Elektrische Messungen, 2; Ausgewählte Kapitel der theoretischen und experimentellen Physik, Magnetismus für Vorgerücktere, 2. — **C. Dutoit**: Physikalische Repetitionen, 1; Spektroskopie, 1. — **Reiss**: Theoretische Photographie und Laboratorium, 2. — **A. Bonard**: Mathematische Krystallographie, 1 *g*. — **Hahn**: Maschinenelemente I, 2, III, 2, Übgn., 2 Nachmittage; Hydraulische Maschinen I, 2, Übgn., 2 Nachmittage; Regulatoren, 1; Dampfturbinen, 1. — **Hoffet**: Metallurgie und Technologie der Konstruktionswerkstätten, 2; Wärmemaschinen II, 2, Übungen, 1 Nachmittag, IV, 2, Übgn., 3 Nachmittage. — **Landry**: Analytische und graphische Theorie der Wechselströme, 3; Theorie und Konstruktion der Gleichstrommaschinen, 2; Theorie und Konstruktion der Wechselstrommotoren und der Spezialapparate, 3, Übungen, 3 Nachmittage. — **Dapples**: Technische Physik II, 3. —

Brunner: Anorganische Chemie, 5; Toxikologie, 1; Aromatische Reihe (Fortsetzung), 1 *g*; Arbeiten im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Pharmazeutische Chemie, 1. — **Brélaz**: Technische Analysen, 2; Technische Chemie I, 2, II, 2. — **Chuard**: Analytische Chemie: Volumetrie, 1; Agrikulturchemie, ausgewählte Kapitel, 2; Spezielle Chemie, 2. — **Pelet**: Farbstoffe I, 2; Fabrikation der chemischen Produkte I, 2; Technische Chemie I, 2, II, 2, III, 2; Laboratorium der technischen Chemie, 4 Nachmittage. — **Bourget**: Physiologische Chemie mit Laboratorium, 1 Nachmittag. — **P. Dutoit**: Physikalische Chemie: Stöchiometrie, 2; Thermochemie und theoretische Elektrochemie, 2; Praktische elektrochemische Übungen, 4; Arbeiten für Vorgerücktere, tägl.; Technische Elektrochemie II, 2, Laboratorium, 2 Nachmittage, Arbeiten für Vorgerücktere, tägl. —

Amstein: Differential- und Integralrechnung I, 6, Übgn., 2, II, 2, Übungen, 1; Elemente der Differential- und Integralrechnung (für Studierende der Naturwissenschaften), 3; Funktionentheorie, 3. — **Joly**: Beschreibende Geometrie I, 5, Übungen, 1 Nachmittag; Analytische Geometrie, 2; Geometrie der Lage, 2; Flächenkurven, 2. — **Maillard**: Astronomie, 3, Mathematische Ergänzungen, 1; Himmelsmechanik, 1, Übgn., 2. — **M. Jaccottet**: Theorie der algebraischen Gleichungen, 2 *g*. —

Universität Leipzig.

Wiener: Experimentalphysik II: Licht, Magnetismus, Elektrizität, 5; Selbständige physikalische Arbeiten für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Praktikum, 9; Physikalisches Kolloquium (mit Des Coudres), 2 *g*. — **Des Coudres**: Thermodynamik, 4; Kinetische Gastheorie, 2. — **v. Oettingen**: Spezielle Teile der Physik, 2 *g*. — **Marx**: Elektrische Wellen und Funkentelegraphie (mit Experimenten), 2; Gasentladung und Elektronentheorie (mit Experimenten), 2. — **Dahms**: Spektralanalyse, 1. —

Ostwald: Chemisches Praktikum, tägl.; Physikalisch-chemisches Praktikum (mit Luther), tägl.; Besprechung wissenschaftlicher Arbeiten, 1 *g*. — **Beckmann**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendung, 5; Besprechung pharmazeutisch-chemischer Präparate (organische Präparate), 2 *g*; Chemisches Praktikum, tägl.; Arbeiten auf dem Gebiete der Nahrungsmittelchemie, tägl.; Pharmazeutisch-toxikologisches Praktikum, tägl. halbtägig; Chemisches Praktikum für Mediziner, 6. — **Hantzsch**: Organische Experimentalchemie, 5; Chemisches Vollpraktikum für Analytiker, tägl., für Vorgerücktere (mit Stobbe und Ley), tägl.; Chemisches Halbpraktikum, tägl. ausser Sonnabend. — **Stobbe**: Organische Experimentalchemie III: Die heterozyklischen Verbindungen, 2; Chemie der Kohlenstoffringe (Verbindungen mit kondensierten Benzolkernen, Polymethylene und hydroaromatische Substanzen), 1. — **Wagner**: Allgemeine Stofflehre (experimentelle Einführung in die Chemie), 1; Qualitative Analyse, 1 *g*; Chemisches Praktikum für Lehrer (Analyse und Schulversuche), tägl. — **Rassow**: Chemische Technologie, organische Betriebe (Cellulose, Stärke, Zucker, Gärungsgewerbe, Fette und Öle), mit Exkursionen, 2; Gasanalyse, 1; Chemisches Praktikum in der technologischen Abteilung des chemischen Laboratoriums für Geübtere, tägl. — **Luther**: Photochemie und photographische Chemie, 2. — **Bodenstein**: Physikalische Chemie I: Stöchiometrie, 2. —

Neumann: Analytische Mechanik, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Bruns**: Allgemeine Astronomie und Astrophysik, 4; Seminar für wissenschaftliches Rechnen, 2 *g*; Praktische Übungen in der Sternwarte (mit Peter), *g*. — **Mayer**: Dynamische Differentialgleichungen, 4, Übungen, 1 *g*. — **Hölder**: Differential- und Integralrechnung, 5, Übgn., 1 *g*; Ausgewählte Kapitel aus der Theorie der elliptischen Modulfunktionen, 2. — **Engel**: Analytische Geometrie des Raumes, 2, Übungen, 1 *g*; Funktionentheorie, 4; Transformationsgruppen und Differentialgleichungen, 2. — **Peter**: Ausgewählte Kapitel der praktischen Astronomie (Bestimmung der Fixsternörter), 2. — **Hausdorff**: Einführung in die Algebra und Determinantentheorie, 2; Zeit und Raum (auch für Nichtmathematiker), 2. — **Liebmann**: Zahlentheorie, 2; Darstellende Geometrie, 2, Übungen, 1 *g*. —

Universität Marburg.

Richarz: Experimentalphysik: Wärme, Magnetismus und Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum (mit Feussner), 6; Leitung selbständiger Untersuchungen, tägl.; Physikalisches Kolloquium (mit Feussner), 2 *g*. — **Feussner**: Theoretische Physik III: Licht, 4. — **Schulze**: Theorie der elektromagnetischen Wellen, 2. —

Zincke: Allgemeine Chemie II: Organische Chemie für Chemiker und Mediziner, 5; Repetitorium über anorganische Chemie für Mediziner, 1; Praktische Übungen in der allgemeinen und analytischen Chemie, sowie selbständige chemische Arbeiten (mit Schenck), tägl.; Praktisch-chemischer Kursus für Mediziner (mit Schenck), 4. — **E. Schmidt**: Organische Chemie, mit besonderer Berücksichtigung der Pharmazie und Medizin, 6; Über Prüfung der Arzneimittel, 1; Über Ausmittelung der Gifte, 1; Praktische Übungen in der analytischen

und forensischen Chemie, sowie in der Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel. — **Fittica**: Analytische Chemie, 4; Ältere Geschichte der Chemie, 1 *g*. — **Reissert**: Chemie der Benzolverbindungen, 2. — **Schaum**: Physikalische Chemie I (Mathematische Einführung), 3; Interferenz und Polarisation 1. — **Schenck**: Chemie der Metalle, 2; Elektrochemisches Praktikum, 1. — **Haselhoff**: Chemie der Nahrungsmittel, 1 *g*. —

E. Hess: Geometrie des Raumes in analytischer und synthetischer Behandlung, 4; Einleitung in die Theorie der algebraischen Gleichungen und der Determinanten, 4; Übgn. des mathematischen Seminars, 2. — **Hensel**: Integralrechnung, 5; Theorie der Differentialgleichungen mit Einschluss der linearen Differentialgleichungen, 4; Übungen des mathematischen Seminars, 2. — **v. Dalwigk**: Allgemeine Theorie der Flächen und Raumkurven, 4; Kinematik, 1 *g*. — **Jung**: Algebraische Analysis, 4; Variationsrechnung, 4; Übungen zur Differential- und Integralrechnung, 2. —

Universität München.

Röntgen: Experimentalphysik I, 5; Praktische Übungen im Laboratorium (mit Graetz und Zehnder), 4; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Graetz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 5. — **Zehnder**: Elektrische und optische Messinstrumente, 2. — **Erk**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie, 4; Meteorologisches Praktikum, tägl. *g*. — **Donle**: Physikalische Masse und Messmethoden, 2. — **Korn**: Variationsrechnung (mit Rücksicht auf die Anforderungen der theoretischen Physik), 2; Kinetische Gastheorie, 2; Theorie der Lösungen und der Elektrolyse (nach van't Hoff, Arrhenius und Nernst), 1. —

v. Baeyer: Unorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Arbeiten im chemischen Laboratorium (mit Hofmann und Piloty in der unorganischen, mit Koenigs und Willstätter in der organischen Abteilung), tägl. ausser Sonnabend; Chemisches Praktikum für Mediziner (mit Piloty), 4. — **Hilger**: Pharmazeutische Chemie I, 4; Die wissenschaftlichen Grundlagen der Nahrungsmittelchemie: Gärungserscheinungen, Gärungsgewerbe, Milch- und Molkereiprodukte, 2 *g*; Chem. Praktikum: Arbeiten auf dem Gesamtgebiete der angewandten Chemie, speziell der Nahrungsmittel, physiologische Chemie und elektrochemische Arbeiten, halb- und ganztägig. — **Koenigs**: Kohlenhydrate, 1 *g*. — **Hofmann**: Spezielle unorganische Experimentalchemie: Metalloide und Schwermetalle, 3; Praktikum für Gasanalyse, 4; Praktikum für Spektralanalyse, 2. — **Piloty**: Analytische Chemie (qualitative und quantitative Gewichtsanalyse), 3; Elektrolytisches Praktikum, ganztägig. — **Willstätter**: Benzolderivate, 4. — **Dieckmann**: Chemie der Fettreihe, 2. —

Bauer: Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Lindemann**: Differentialrechnung, 5; Theorie der automorphen Funktionen, 2; Anwendungen der elliptischen Funktionen, $1^1/_2$ *g*. — **v. Seeliger**: Astrophysik, 4; Astronomisches Kolloquium, *g*. — **Voss**: Analytische Geometrie der Ebene, 4, Übungen, 1 *g*; Analytische Mechanik I, 4; Mathematisches Seminar, $1^1/_2$ *g*. — **Doehlemann**: Darstellende Geometrie I, 5, Übungen, 3; Synthetische (neuere) Geometrie, 5, Übungen, 1 *g*. — **Anding**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Brunn**: Elemente der Algebra und der Determinantentheorie, 4. — **v. Weber**: Einführung in die Theorie der analytischen Funktionen, 4; Differentialgeometrie: Anwendung der Differentialrechnung auf die Theorie der Raumkurven und Flächen, 4. —

Technische Hochschule München.

Ebert: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärmelehre, Reibungs-, Berührungs- und Thermoelektrizität, 6; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen auf dem Gebiete der Physik. — **Knoblauch**: Grundzüge der Physik: Mechanik, Wärme, Magnetismus (für Vermessungsingenieure), 3; Ausgewählte Kapitel der technischen Wärmelehre, 2; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiete der technischen Physik. — **Fischer**: Physikalisches Praktikum für Physiker und Mathematiker, 4; Einführung in die theoretische Physik II: Optik, Elektrizität und Magnetismus, 3. — **Emden**: Theorie der Wärme (Wärmeleitung, mechanische Wärmetheorie, kinetische Gastheorie), 3. — **Voit**: Angewandte Physik: Heizung, Ventilation, Akustik der Gebäude, Blitzableiter, 3; Elektrotechnik für Maschineningenieure und Chemiker, 2; Beleuchtungstechnik und Konstruktion der Bogenlampen, 2; Telegraphie und Telephonie, 2. — **Edelmann**: Photographie und Lichtpauseverfahren, 1. — **Heinke**: Grundzüge der Elektrotechnik, 2; Elektrotechnische Messkunde, 2; Elektrotechnisches Praktikum I: Messtechnik und Photometrie, 8, für Vorgeschrittene, 20 bis 32; Elektrische Arbeitsübertragung und Centralanlagen, 2. — **Gleichmann**: Elektrische Schalt- und Regulierapparate, 1; Elektrische Bahnen, 2. — **Ossanna**: Elektrotechnisches Praktikum II: Messungen an Maschinen, Gleichrichtern und Transformatoren, 8; Theorie und Konstruktion der elektrischen Maschinen I: Gleichstrommaschinen und Umformer, 3, III: Transformatoren und Asynchronmotoren, 3; Entwerfen von elektrischen Maschinen, 4. — **v. Lossow**: Konstruktionslehre der Maschinenteile I, 6; Entwerfen von Maschinenteilen I, a) für Maschineningenieure, 8, b) für Elektroingenieure, 6; Dampfkessel und deren Feuerungen, 2. — **Ultsch**: Konstruktionslehre der Arbeitsmaschinen I, 2, II, 2; Entwerfen von Arbeitsmaschinen I, 6; Maschinenzeichnen, 4. — **Camerer**: Wasserkraftmaschinen, 5; Entwerfen von Wasserkraftmaschinen, 2. — **Lynen**: Entwerfen von Dampfmaschinen, 8; Konstruktionslehre der Eisenbahnmaschinen, 4. — **Schröter**: Theoretische Maschinenlehre I, 3, II, 2, Übungen, 2; Mechanische Wärmetheorie: Technische Thermodynamik, 2, Übungen, 1. — **v. Linde**: Theorie der Kältemaschinen, 2. — **v. Hoyer**: Mechanische Technologie I, 6. — **Hofmann**: Allgemeine Maschinenlehre, 3. — **Erk**: Allgemeine Meteorologie und Klimatologie mit besonderer Berücksichtigung der Forst- und Landwirtschaft, 4. —

Muthmann: Unorganische Experimentalchemie einschl. der Grundzüge der physikalischen Chemie, 6; Chemisches Praktikum im analytischen und elektrochemischen Laboratorium, 10 bis 30; Spezielle Arbeiten auf dem Gebiete der unorganischen Chemie und der Elektrochemie, 30. — **Schultz**: Chemisches Praktikum im organischen Laboratorium, 20 bis 30; Chemische Technologie I: Chemische Grossindustrie, 2, II, 4; Praktikum im chemisch-technischen Laboratorium, 20 bis 30. — **Eibner**: Chemie der Benzolderivate I, 2; Geschichte der aromatischen Diazoverbindungen, 1. — **Rohde**: Ausgewählte Kapitel aus der organischen Chemie mit Berücksichtigung der Tageslitteratur, 1. — **Lipp**: Analytische Chemie der Metalle und Metalloide nebst Gewichts- und Massanalyse II, 2; Brennmaterialien und Feuerungsanlagen mit Einschluss der technischen Gasanalyse I, 2. — **Baur**: Theoretische Chemie, 3. — **Hofer**: Theoretische Elektrochemie, 2. — **Lintner**: Chemische Technologie des Wassers und der Kohlenhydrate (zugleich landwirtschaftliche Technologie I), 3; Gärungschemisches Praktikum, mit Übungen in der Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, 30; Technologie und Warenkunde (für Zolldienstaspiranten) II, 4. —

v. Braunmühl: Grundzüge der höheren Mathematik (für Architekten und Chemiker), 4, Übungen, 2; Algebraische Analysis, 4, Übungen, 1; Mathematisch-historisches Seminar, 2. — **v. Dyck**: Höhere Mathematik I, 6, Übungen, 3; Einführung in die Cauchy-Riemannsche Funktionentheorie, 4; Mathematisches Seminar (Kolloquium) (mit Finsterwalder), 2. — **Finsterwalder**: Höhere Mathematik III, 5, Übungen, 3; Photogrammetrie, 3. — **Anding**: Wahrscheinlichkeitsrechnung und Methode der kleinsten Quadrate, 2. — **Burmester**: Darstellende Geometrie, 4, Übungen, 4. — **Schmidt**: Vermessungskunde I, 4; Praktikum I, 2 oder 4; Höhere Geodäsie, 4; Katastertechnik, 3, Praktikum III: Katastertechnische Messungen, 8; Kartierungsübungen, 4. — **Bischoff**: Ausgleichungsrechnung (Praktikum), 1; Mechanisches und graphisches Rechnen, 1. — **Günther**: Mathematisch-physikalische Erdkunde I, 4. — **Föppl**: Technische Mechanik einschliesslich der Elemente der graphischen Statik und der analytischen Mechanik II: Graphische Statik, 3, III: Festigkeitslehre, 4; Übungen auf dem Gebiete der technischen Mechanik, 2. — **Kutta**: Theorie der Schwingungen, 3. —

Universität Münster.

Hittorf: Liest nicht. — **Heydweiller**: Experimentalphysik: Akustik, Optik, Magnetismus, Elektrizität, 4; Theorie

des **Magnetismus** und der Elektrizität, $1^3/_4$; Physikalisches und physikalisch-chemisches Kolloquium, 1 *g*; Physikalische Übgn., 9; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. — **Reinganum**: Theoretische Optik (mit Demonstrationen), 2; Atomistik, 1 *g*. —

Salkowski: Organische Chemie I: Die Fettkörper, 4; Chemie der Leichtmetalle, 2 *g*; Praktische Übungen und Leitung wissenschaftlicher Arbeiten im chemischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **König**: Analytische Chemie I, 1; Chemie der menschlichen Nahrungs- und Genussmittel, 2 *g*; Übungen im agrikulturchemischen Laboratorium, tägl. *g*. — **Kassner**: Massanalyse, 1; Pharmazeutische Chemie, anorganischer Teil mit Demonstrationen und Experimenten, 4; Kolloquium über pharmazeutische Präparate und die Gegenstände des deutschen Arzneibuchs, 1; Ausgewählte Kapitel der chemischen Technologie mit besonderer Berücksichtigung der Technologie des Wassers, 1; Toxikologische, pharmazeutisch-chemische und massanalytische Übgn. im Laboratorium. Darstellung chemischer Präparate. Für Fortgeschrittenere Bearbeitung wissenschaftlicher oder technischer Aufgaben, 25. — **Bömer**: Analyse der Nahrungs- und Genussmittel, 1 *g*; Repetitorium der Nahrungsmittelchemie, *g*. —

Killing: Potentialtheorie, 4; Differential- und Integralrechnung II, 3, Übungen, 1 *g*; Nicht-euklidische Geometrie, 2; Übungen des mathematischen Oberseminars, 2 *g*. — **v. Lilienthal**: Analytische Geometrie II, 4; Krümmungstheorie der Kurven und Flächen, 4; Politische Arithmetik oder: Arithmetik des täglichen Lebens, auch für Nichtmathematiker; Übungen des mathematischen Unterseminars, 1 *g*. — **Dehn**: Elementare Algebra, 2; Irrationalzahl und Quadratur des Kreises, 2. — **Plassmann**: Über die Fixsterne, 2; Astronomische Übungen, *g*. —

Universität Prag.

Lecher: Experimentalphysik, 5; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen, *g*. — **v. Geitler**: Physikalisches Praktikum: a) für Physiker u. Mathematiker, 6, b) für Chemiker und Naturhistoriker, 3; Optik, 3. — **Spitaler**: Allgemeine Meteorologie, 3; Erdmagnetismus, 1. — **Lippich**: Thermodynamik, 3; Hydrostatik und Hydrodynamik, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*; Besprechung physikalischer Fragen (mit Lecher, v. Geitler und Rothmund), *g*. —

Goldschmiedt: Anorganische Chemie, 5; Chemische Experimentierübungen, 2; Chemische Übungen; Chemische Übungen für Mediziner, 4; Übungen in sanitäts-polizeilich-chemischen Untersuchungen und in der Prüfung der offizinellen chemischen Präparate für Physikatskandidaten, 10; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, *g*. — **Gintl**: Gerichtlich chemische Untersuchung mit praktischen Übungen, 4. — **Meyer**: Mikrochemie, 2. — **Kirpal**: Stereochemie, 2. — **Rothmund**: Theoretische und physikalische Chemie, 4; Mathematische Ergänzungen zur physikalischen Chemie, 1; Anleitung zu wissenschaftlichen Untersuchungen für Vorgeschrittene, *g*. —

Pick: Funktionen einer komplexen Veränderlichen, 3; Elemente der Zahlentheorie, 2; Mathematisches Seminar, 2 *g*. — **Gmeiner**: Differentialrechnung, 3; Raumkurven u. Flächen, 2. — **Weiss**: Projektive Geometrie, 2. — **Weinek**: Über Ephemeridenrechnung und Bahnbestimmung bei Kometen und Planeten, 3. — **Oppenheim**: Mechanik des Himmels, 2. —

Technische Hochschule Prag.

Tuma: Physik: Statik und Dynamik fester, flüssiger und gasförmiger Körper, Kinetische Gastheorie, Wärmelehre, Magnetismus und Elektrizität, 5; Physik: Praktikum, insbesondere für Chemiker, 3. — **Puluj**: Allgemeine Elektrotechnik, 4, Übungen, 3; Ausgewählte Kapitel der Wechselstrom-Elektrotechnik, 1. — **Schiebel**: Allgemeine Maschinenkunde, 3; Technisches Zeichnen C, 4; Maschinenbau I (1. Teil), 2, I (2. Teil), 4, Konstruktionsübungen, 8. — **Doerfel**: Maschinenlehre, 5; Maschinenbau II, 2, Konstruktionsübungen, 4. — **Baudiss**: Maschinenbau II, 4, Konstruktionsübungen, 6, Ausgewählte Kapitel, 2. — **Nikodem**: Landwirtschaftliche Maschinen und Geräte, 3. — **Pichl**: Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Mikolaschek**: Mechanische Technologie I, 5, III, 5, Technologische Exkursionen, Sonnabend vormittag; Mechanische Technologie, 5. —

Gintl: Allgemeine Experimentalchemie: Mineralstoffe, 5; Praktische Übungen, 6; Allgemeine Experimentalchemie: Kohlenstoffverbindungen, 4; Analytische Chemie (qualitative), 2; Praktische Übungen in der qualitativen Analyse, 19; Analytische Chemie (quantitative), Repetitorium, 2; Praktische Übgn. in der quantitativen Analyse, 24; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher chemischer Untersuchungen für Geübtere, 15; Chemie der Nahrungs- und Genussmittel, 2. — **Storch**: Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher chemischer Untersuchungen für Geübtere, 15; Physikalische Methoden der Untersuchung von Nahrungsmitteln, 1, Übungen, 2; Chemie der Metalle und technische Metallgewinnung, 2; Massanalyse und chemische Arithmetik, 1; Physikalische Chemie: Elektrochemie, 3; Theorie der zyklischen Verbindungen, 2. — **Zulkowski**: Übungen über praktische Unterweisung in der chemischen Untersuchung von Rohstoffen und Gebrauchsartikeln, 4; Chemische Technologie organischer Stoffe, $6^1/_2$; Übungen im chemisch-technischen Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Czapek**: Technische Mykologie, 2; Warenkunde und technische Mikroskopie, 3. — **W. Gintl jun.**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 2; Praktische Übungen in der Ausführung von Heizgasuntersuchungen, 1; Elementar-Analyse organischer Verbindungen, 2, Übungen, 2. —

Weiss: Mathematik I, 6, Repetitorium, 2; Elemente der höheren Mathematik, 6, Repetitorium, 1; Analytische Mechanik, 2. — **Grünwald**: Mathematik II, 5, Repetitorium, 2; Differentialgleichungen und deren Anwendung auf Geometrie und Mechanik, 2. — **Janisch**: Darstellende Geometrie, 4, Übgn., 8; Geometrie der Lage, 3; Ausgewählte Kapitel aus der darstellenden und projektiven Geometrie, 2. — **Adler**: Darstellende Geometrie, 2. — **Stark**: Enzyklopädie der Mechanik II, 2; Mechanik I: Statik und Dynamik, 6, Repetitorium, 1; Graphische Statik, 2, Übungen, 2; Materialienlehre, 1. — **Ruth**: Elemente der niederen Geodäsie, 3, Übungen, 2; Niedere Geodäsie I: Praktische Geometrie I, $4^1/_2$, Übgn., 2; Höhere Geodäsie: Praktische Geometrie III, 3, Übungen, 2; Technisches Zeichnen A: Plan- und Terrainzeichnen, für die Hörer der Bauingenieurschule, 4, für die Hörer der Maschinenbauschule, 4, für die Hörer des geodätischen Kurses, 3, für die Hörer des kulturtechnischen Kurses, 2; Geodätisches Rechnen, Übungen, 2. —

Universität Rostock.

Matthiessen: Experimentalphysik II: Wellenlehre, Akustik, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Graphische Dioptrik sphärischer Flächen, 2; Kleines physikalisches Praktikum, 12; Grosses physikalisches Praktikum für Geübtere (mit Wachsmuth), tägl.; Physikalisches Seminar, 2 *g*. — **Wachsmuth**: Potentialtheorie, 3; Physikalisches Kolloquium (mit Kümmell), 2 *g*. — **Kümmell**: Einführung in die mathemathische Behandlung der Naturwissenschaften, 1; Chemische Statik und Kinetik, 2; Kleines physikalisch-chemisches Praktikum, 3. —

Michaelis: Organische Chemie, 5; Chemische Übungen im Laboratorium: Grosses Praktikum, tägl. ausser Sonnabend; Kleines Praktikum, 9; Übungen für Mediziner, 4; Übungen für Nahrungsmittelchemiker, 4; Pharmazeutische Präparatenkunde, 2 *g*. — **Heinrich**: Grosses agrikulturchemisches Praktikum, tägl. — **Stoermer**: Analytische Experimentalchemie, 4; Gerichtliche Chemie, 2; Besprechung wichtiger neuerer Arbeiten (für Vorgeschrittenere), 14 tägig, 2—3. — **Kunckell**: Repetitorium der pharmazeutischen Chemie und massanalytische Bestimmungen des Arzneibuches, 2; Einführung in die Untersuchung der Nahrungsmittel für Pharmazeuten, 1 *g*. —

Staude: Analytische Geometrie der Ebene, 4; Algebra, 4; Mathematisches Seminar, 2 *g*. —

Universität Strassburg.

Braun: Experimentalphysik II: Akustik, Wärme, Elektrizität, 5; Physikalische Übungen, 5 oder 10; Übersichtskursus für Mediziner, 3; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten, tägl. ausser Sonnabend; Physikalisches Kolloquium, 2 *g*. — **Cohn**: Einleitung in die theoretische Physik, 2; Theorie des Lichts, 3. — **Zenneck**: Ausgewählte Kapitel der Akustik, 1. — **Hergesell**: Die Gestalt der Erde, 2; Meteorologische Arbeiten, tägl. *g*. —

Thiele: Experimentalchemie, Anorganischer Teil, 5; Chemische Übungen und Untersuchungen im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend; Kolloquium über organische Chemie, 1 *g.* — **Kohlschütter**: Spezielle anorganische Chemie I, 3; Praktikum für spezielle Methoden der Analyse (Bestimmung von Molekulargewichten, Leitfähigkeit etc.), 3. — **Rose**: Chemische Technologie der Metalloide, 5; Untersuchung und Reinigung des Wassers, 1 *g.* — **Erlenmeyer**: Repetitorium der organischen Chemie, 2; Chemisches Praktikum für Anfänger und Geübtere (mit Kreutz), tägl. ausser Sonnabend. — **Kreutz**: Nahrungsmittelchemie, 1; Anleitung zur Untersuchung der Nahrungs- und Genussmittel im Laboratorium, tägl. ausser Sonnabend. — **Köhl**: Die zyklischen Verbindungen des Steinkohlenteers und ihre Derivate, 2. — **Schär**: Pharmakognosie, 4; Toxikologie (für Pharmazeuten), 2; Pharmakognostische Demonstrationen, 1 *g*; Übungen und Untersuchungen im Laboratorium des pharmazeutischen Instituts, tägl. ausser Sonnabend; Pharmakognostisches Praktikum, 4. —

Roth: Algebraische Analysis und Determinanten, 3; Analytische Geometrie des Raumes, 2; Gewöhnliche Differentialgleichungen, 2 *g.* — **Epstein**: Differentialgeometrie: Theorie der Raumkurven und Flächen, 3. — **Disteli**: Analytische Geometrie der Ebene, 3; Graphische Statik, 2, Übungen, 2; Übungen des mathematischen Seminars (untere Abteilung), 2. — **Reye**: Analytische Geometrie des Raumes (neuere Methoden), 3; Mathematische Theorie der Elastizität fester Körper, 2; Übungen des mathematischen Seminars, 2 *g.* — **Weber**: Differential- und Integralrechnung, 4; Theorie der elliptischen Funktionen, 4; Übungen des mathematischen Oberseminars, $1^1/_2$ *g.* — **Becker**: Bahnbestimmung der Planeten, Kometen und Meteore (erste Approximation), 3; Elemente der höheren Geodäsie, 1; Seminaristische Übungen (Kolloquium), *g*; Astronomische Beobachtungen an den Instrumenten der Sternwarte. — **Wislicenus**: Abriss der neueren Geschichte der Astronomie, 1; Anweisung zu den einfachsten kalendarischen Rechnungen, 1; Die Beschaffenheit unserer Nachbarwelten in gemeinverständlicher Darstellung, 1 *g*; Besprechung der neuesten literarischen Erscheinungen auf astronomischem Gebiete, 1 *g.* —

Technische Hochschule Stuttgart.

Koch: Experimentalphysik: Mechanik, Akustik, Wärme, Elektrostatik, 4; Übungen im physikalischen Laboratium (mit Weller); Theoretische Physik, 2; Meteorologie, 1. — **Englisch**: Abbesche Theorie der Linsensysteme, insbesondere der photographischen Objektive, 2. — **Veesenmeyer**: Elektrotechnik: Grundlegender Vortrag, 6; Die Wechselstromerzeuger und Transformatoren, 3; Elektrotechnische Konstruktionsübgn., 8. — **Herrmann**: Grundzüge der Telegraphie und Telephonie, 2; Theorie der Wechselströme, 2. — **Dietrich**: Elektrotechnische Messkunde, 4; Übungen im elektrotechnischen Laboratorium II für Vorgerücktere (mit Herrmann, Heinrich und Brühn), tägl. ausser Sonnabend; Elektrotechnisches Seminar (mit Veesenmeyer und Herrmann), 1. — **v. Weyrauch**: Mechanische Wärmetheorie, 4. — **Autenrieth**: Technische Mechanik, 6, Übungen, 2; Übungen in technischer Mechanik II für Maschineningenieure, 2. — **Berg**: Maschinenzeichnen, 8; Schattenkonstruktionen und Perspektive für Maschineningenieure, 8; Pumpen, Übungen, 4. — **Ernst**: Maschinenelemente (mit Mühlberger), 6, Konstruktionsübungen, 11; Hebezeuge (mit Mühlberger), 2. — **Thomann**: Fabrikanlagen I, 1, II, mit Übungen, 2; Maschinenkonstruktionen (mit Dietrich), 10; Maschinenkunde mit Übungen, 4. — **Bantlin**: Dampfmaschinen, 6; Elastizitätslehre, 2, Übungen, 1; Maschinenkonstruktionen (mit Köstlin), 8 und 6. — **v. Bach**: Ingenieurlaboratorium (mit Roser), mit Übungen, 4; Erörterungen für Maschineningenieure, 1. — **Nallinger**: Eisenbahnfahrzeuge, 3. — **Ensslin**: Gas- und Erdölmotoren, 2. — **Roser**: Gas- und Erdölmotoren, Übungen, 1. —

Hell: Allgemeine Experimentalchemie, 4; Übungen im Laboratorium für allgemeine Chemie (mit Kehrer, Kauffmann und Gansser): Organische Chemie, 5. — **Kehrer**: Analytische Chemie, 2. — **Schmidt**: Ausgewählte Kapitel der analytischen Chemie, 2; Praktische Arbeitsmethoden der organischen Chemie, 2; Populäre Vorlesungen über Chemie, 2. — **Kauffmann**: Physikalische Chemie, 1; Chemisch-physikalisches Kolloquium, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie, 2. — **N. N.**: Chemie der Nahrungsmittel, Genussmittel und Gebrauchsgegenstände, 2. — **Seel**: Chemisch-pharmazeutisches Praktikum, 2. — **Rohland**: Calcium, Aluminium, Ton, Mörtel, Portlandzement, 2. — **Philip**: Massanalyse, 1. — **Häussermann**: Technische Chemie, mit Exkursionen, 2; Chemische Technologie der Brenn- und Leuchtstoffe, 2; Farbenchemie, 3; Übungen im Laboratorium für chemische Technologie (mit Schmidt). —

Hohenner: Trigonometrie, 2, Übungen, 2 bez. 1; Plan- und Geländezeichnen II (mit Heer und Eoll), 2; Katastermessungen I, 2; Markscheidekunst, 1, Übungen, 1. — **Roth**: Niedere Analysis, 4; Schattenkonstruktionen und Beleuchtungskunde, 4. — **Bretschneider**: Repetitionen in niederer Mathematik, 1. — **Wölffing**: Elemente der Differential- und Integralrechnung, mit Übungen, 4; Funktionentheorie, 3. — **Reuschle**: Analytische Geometrie der Ebene (mit Roth), Übungen, 1; Analytische Geometrie des Raumes (mit Roth), 2, Übungen, 1; Ausgewählte Kapitel aus der neueren analytischen Geometrie der Ebene und des Raumes einschliesslich Invariantentheorie, 3; Differential- und Integralrechnung II (mit Roth), 2, Übungen, 2, III, 2, Übungen, 1; Mathematisches Seminar (mit Mehmke), 1. — **Mehmke**: Darstellende Geometrie (mit Roth), 4, Übungen, 6; Reine Mechanik (mit Roth), 3, Übungen, 1. — **Heer**: Plan- und Geländezeichnen I (mit Eoll), 4. — **Hammer**: Praktische Geometrie I, 3, Übungen, 10; Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate, 2; Höhere Geodäsie, 2; Barometrische Höhenmessung, mit Übungen, 1; Astronomische Zeit- und direkte geographische Ortsbestimmung, mit Übungen, 2. —

Universität Tübingen.

Paschen: Experimentalphysik II: Schall, Wärme, Magnetismus, Elektrizität, 5; Physikalisches Praktikum für Anfänger 8; Physikalisches Kolloquium, 1; Selbständige Untersuchgn., tägl. — **Waitz**: Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, 3, Übungen, 2; Meteorologie und Klimatologie, 1. —

v. Hüfner: Organische Chemie, 4; Praktisch-chemische Übungen für Anfänger (mit Küster), I (qualitativ), 6, II (quantitativ), 6; Leitung physiologisch-chemischer Arbeiten für Geübtere, tägl. — **Wislicenus**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Praktische Übungen, tägl. ausser Sonnabend; Analytisch-chemisches Praktikum, ganz- od. halbtägig (mit Bülow); Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, ganz- oder halbtägig (mit Weinland); Präparative Arbeiten, ganztägig; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, ganztägig. — **Bülow**: Analytische Chemie I, 3; Die deutsche chemische Industrie und ihre wirtschaftliche Bedeutung, 1. — **Weinland**: Pharmazeutische Chemie (anorganischer Teil), 2; Quantitative Prüfung der Arzneimittel nach dem deutschen Arzneibuch, 1. — **Küster**: Chemie des Harns, 1; Repetitorium der anorganischen Chemie für Mediziner und Forstleute, 2. — **Wedekind**: Theoretische und physikalische Chemie (in elementarer Form), 2; Organische Methoden und Synthesen, 1; Physikalisch-chemisches Praktikum (verbunden mit gasanalytischen Übungen), 4. — **Dimroth**: Besprechung von neueren chemischen Arbeiten, 1. —

v. Brill: Einführung in die höhere Mathematik, 4; Theorie der algebraischen Kurven, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Stahl**: Höhere Analysis II, 4; Partielle Differentialgleichungen, 3; Übungen im mathematischen Seminar, 2. — **Maurer**: Elliptische Funktionen, 2, Übungen, 1; Darstellende Geometrie II, 1, Übungen, 2; Sphärische Trigonometrie, 1, Übungen, 1. —

Universität Wien.

v. Lang: Experimentalphysik für Philosophen und Mediziner I, 4, Mathematische Ergänzungen, 1 *g.* — **Boltzmann**: Elektrizitätslehre, 3; Elastizitätslehre und Hydrodynamik, 2; Mathematisch-physikalisches Seminar I, 1, II, 2; Prinzipien der Naturphilosophie, 2. — **Exner**: Experimentalphysik, 5; Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten, 6, für Chemiker und Naturhistoriker, 5; Physikalische Übungen für Vorgeschrittene, tägl.; Physikalisches Konservatorium, 1 *g.* — **Jäger**: Elemente der theoretischen Physik I: Mechanik und Akustik, 3; Geometrische Optik, 2. — **Moser**: Experimentalphysik für Hörer der Medizin und der Philosophie (insbesondere Elektrizität und Optik), 3; Einführung in die mathematische Physik, für Hörer der Medizin und der Philosophie, 2; Demonstrationen und Übungen an und mit physikalischen

Apparaten, 6. — **Lampa**: Physikalisches Praktikum für Mediziner, 2. — **Benndorf**: Physikalisches Praktikum für Lehramtskandidaten II: Anleitung zur Anstellung von Schulexperimenten, 8. — **v. Schweidler**: Die unsichtbaren Strahlen, 1. — **Meyer**: Elektromagnetische Theorie des Lichtes, 2. — **Hasenöhrl**: Elektromagnetische und optische Erscheinungen in bewegten Körpern, 2. — **Mache**: Thermodynamik, 2. — **Haschek**: Spektralanalyse, 1. — **Hann**: Klimatologie, 2; Ozeanographie, $1^1/_2$; Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen, 1. — **Pernter**: Allgemeine Meteorologie, 3. — **Kohl**: Grundzüge der Elastizitätstheorie, 1. —

Lieben: Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5; Chemische Übungen, für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Chemische Übungen für Mediziner, 4; Arbeiten im II. chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene, tägl. — **Wegscheider**: Anorganische Chemie mit besonderer Berücksichtigung der Metalle, 5; Besprechungen neuerer physikalisch-chemischer Arbeiten, 1 *g*; Chemische Übungen für Anfänger (für Hörer der Philosophie und Pharmazie), tägl. ausser Sonnabend; Arbeiten im I. chemischen Laboratorium für Vorgeschrittene, tägl. — **Lippmann**: Organische Chemie I: Chemie der Methanderivate, 3; Chemische Übungen für Anfänger, tägl. ausser Sonnabend; Arbeiten im chemischen Laboratorium, für Vorgeschrittene, tägl. — **Herzig**: Chemie der Benzolderivate, 5; Übungen aus pharmazeutischer Chemie für Pharmazeuten, tägl. ausser Sonnabend. — **Fossek, Zeisel, Blau** und **Vortmann**: Lesen nicht. — **Schacherl**: Ausgewählte Kapitel aus der Nahrungsmittelkunde, 3. — **Pomeranz**: Theoretische Chemie, 2; Analytische Chemie für Anfänger, 3. — **Franke**: Anleitung zur chemischen Analyse, 1; Methoden der qualitativen und quantitativen Analyse, 2; Titriermethoden, 1. — **Pollak**: Chemie und Technologie der organischen Farbstoffe, 2. — **Wenzel**: Anorganische Technologie (Grossindustrie), 1. — **Garzarolli v. Thurnlackh**: Übungen im Anstellen von chemischen Schulversuchen für Lehramtskandidaten, 3. —

v. Escherich: Bestimmte Integrale, 5; Proseminar für Mathematik, 1; Seminar für Mathematik, 2. — **Mertens**: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 5; Übungen im mathematischen Seminar, 2, im mathematischen Proseminar, 1. — **Kohn**: Analytische Geometrie, 4, Übungen, 1 *g*; Kurven und Flächen III. Ordnung, 2. — **Tauber**: Funktionentheorie, 4; Versicherungsmathematik, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik II, 3. — **Zsigmondy**: Liest nicht. — **Daublebsky v. Sterneck**: Algebra (für Anfänger), 3. — **Carda**: Einführung in die Differentialgeometrie, 2. — **Plemelj**: Zahlentheorie, 2. — **Grünwald**: Fouriersche Reihen und Integrale, 2. — **Weiss**: Bahnbestimmung von Planeten und Kometen, 4. — **v. Hepperger**: Sphärische Astronomie, 4; Astrophysik, 1. — **Schram**: Astronomische Rückrechnung überlieferter Himmelserscheinungen und deren Anwendung in der Chronologie, 2. — **Prey**: Elemente der darstellenden Geometrie mit Anwendung auf Kartenprojektionen, 2. —

Technische Hochschule Wien.

Ditscheiner: Allgemeine und technische Physik, 5; Optik für die Hörer des geodätischen Kurses, 2; Physik für Chemiker. — **Sahulka**: Grundlagen der Elektrotechnik, 4; Elektrotechnische Messkunde, 2. — **Hochenegg**: Elektrische Stromverteilung, 3; Elektrotechnik, Praktische Übungen und Untersuchungen (mit Sahulka), 4. — **Grau**: Elektrisches Beleuchtungswesen, 1. — **Reithoffer**: Elektrische Schwingungen und Wellen, 2. — **Jüllig**: Elektrische Telegraphie und Eisenbahnsignalwesen, 2. — **Liznar**: Meteorologie und die wichtigsten Lehren der Klimatologie für Ingenieure, 2. — **Kobes**: Theoretische Maschinenlehre, 4; Maschinenbau II, 5, Konstruktionsübungen, 10. — **Engländer**: Maschinenbau I, 14. — **Horwatitsch**: Allgemeine Maschinenkunde, 3. — **Meter**: Feuerungstechnik, Heizung, Lüftung und sonstige gesundheitstechnische Ausbildung von Wohn-, Fabriks- und öffentlichen Gebäuden, 3. — **v. Stockert**: Eisenbahnbetriebsmittel, 2; Eisenbahnbetrieb, 3. — **Seidler**: Maschinenzeichnen (mit Fieber), 8. —

Bauer: Allgemeine Experimentalchemie I: Anorganische Chemie, 5, Übgn., 20. — **Vortmann**: Analytische Chemie, 4, Übungen, 20. — **Bamberger**: Enzyklopädie der technischen Chemie, 3; Praktische Übungen in der Ausführung technischer Proben, 3. — **v. Jüptner**: Chemische Technologie anorganischer Stoffe, 5, Übgn., 20; Technische Feuerung, 5; Theoretische und physikalische Chemie, Übgn., 4. — **Wegscheider**: Besprechung neuerer physikalisch-chemischer Arbeiten, 1. — **Feitler**: Ausgewählte Kapitel aus der physikalischen und theoretischen Chemie, 1. — **Paweck**: Technische Elektrochemie, 2. — **Suida**: Die wichtigsten Kapitel aus der Chemie der aromatischen Verbindungen, 2; Chemische Technologie organischer Stoffe, 5, Übungen, 20. — **Lippmann**: Chemie der Benzolderivate, 3. — **Ulzer**: Technische Analyse organischer Stoffe, 2. — **Eder**: Photochemie und angewandte Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. — **Kick**: Mechanische Technologie I (für die Hörer der Maschinenbauschule), 5, (für die Hörer der Bauingenieur- und Hochbauschule), 5. — **Hauptfleisch**: Mechanische Technologie III, 5. — **v. Höhnel**: Warenkunde und technische Mikroskopie, 4, Übungen, 4. — **Strache**: Beleuchtungswesen, 2. —

Allé: Mathematik I, 5, Korrepetitionen, 2. — **Zsigmondy**: Mathematik I, 5; Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 2. — **Czuber**: Mathematik II, 5, Korrepetitionen; Grundlehren der höheren Mathematik, 4, Korrepetitionen, 2; Wahrscheinlichkeitsrechnung, 3. — **Reich**: Ausgewählte Kapitel aus der höheren Algebra, 2. — **Tauber**: Versicherungsmathematik I, 3, II, 4. — **Blaschke**: Einführung in die mathematische Statistik, 3. — **Müller**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktives Zeichnen, 6; Stereographische Projektion und Cyklographie, 2, Konstruktionsübungen, 2; Seminar für darstellende Geometrie, 2. — **Schmid**: Darstellende Geometrie und konstruktives Zeichnen, 4, Konstruktionsübungen, 6; Projektive Geometrie I, 2, Konstruktionsübgn., 2. — **Finger**: Elemente der reinen Mechanik in Verbindung mit graphischer Statik, 5; Enzyklopädie der Mechanik, 4; Analytische Mechanik, 2. — **v. Tetmajer**: Technische Mechanik I, 4, Übungen, 2. — **Hermanek**: Hydromechanik, ausgewählte Kapitel, 2. — **Pollack**: Elemente der niederen Geodäsie, $4^1/_2$. — **Schell**: Praktische Geometrie, $4^1/_2$; Situationszeichnen, 4. — **Tinter**: Methode der kleinsten Quadrate, $1^1/_2$; Übungen im Beobachten und Rechnen, 3; Geodätische Rechenübungen, $2^1/_2$. —

Universität Würzburg.

Wien: Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, Magnetismus, 5; Praktische Übungen im physikalischen Institut, 4 und 10; Anleitung zu selbständigen Arbeiten, tägl. — **Cantor**: Theorie der Wärme, 4. — **Seitz**: Elektrizitätsleitung der Gase (Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen u. s. w.), mit Experimenten, 2. —

Medicus: Chemische Technologie, 4; Gerichtliche Chemie, 2; Praktikum für Pharmazeuten, halbtägig; Kurs technisch-chemischer Analysen, zwei halbe Tage; Praktikum in allen Richtungen der angewandten Chemie und Nahrungsmittelanalyse, halb- oder ganztägig. — **Tafel**: Anorganische Experimentalchemie, 5; Analytisch-chemisches Praktikum, ganz- und halbtägig, tägl. ausser Sonnabend, für Mediziner, 4; Vollpraktikum für präparative Arbeiten, tägl.; Anleitung zu selbständigen Untersuchungen, tägl. — **N. N.**: Analytische Chemie (Experimentalvorlesung zugleich zur Ergänzung des analytisch-chemischen Praktikums), 3. — **Reitzenstein**: Über organische Farbstoffe, 2. —

Prym: Differentialrechnung mit Einleitung in die höhere Analysis, 5, Übungen, 2 *g*; Ausgewählte Kapitel der höheren Mathematik, 2 *g*. — **Selling**: Integration der gewöhnlichen Differentialgleichungen, 4; Beschreibende Astronomie, 1 *g*. — **Rost**: Analytische Geometrie des Raumes, 4; Einführung in die analytische Geometrie der Ebene, 4; Übungen aus der analytischen und synthetischen Geometrie, 2; Elemente der Determinantentheorie, 2 *g*. —

Universität Zürich.

Kleiner: Experimentalphysik, 5; Theoretische Physik, 2; Physikalische Übungen für Kandidaten des Sekundarlehramts, 2; Physikalisches Praktikum für Anfänger, $^1/_2$ Tag; Physikalisches Vollpraktikum, tägl. — **Schaufelberger** Wärmeleitung, 1. —

Werner: Anorganische Experimentalchemie, 5; Organ. Chemie II, 2; Chemisch-analytisches Praktikum für Chemiker,

tägl.; Chemisches Praktikum für Vorgerücktere (präparative Arbeiten, Ausführung selbständiger Arbeiten), tägl.; Elektrochemische Übungen, 2 Nachmittage *g*; Technisch-chemische Übungen, 1 Nachmittag *g*; Chemisches Halbpraktikum (für Studierende der Naturwissenschaften), halbtägig. — **Abeljanz**: Qualitative chemische Analyse, 2; Chemisches Kolloquium, 1 *g*; Anleitung zur Ausführung chemischer Experimente (für Lehramtskandidaten), 1; Chemisches Praktikum für Mediziner und Veterinäre (inkl. 1 Vortrag), 3 Tage, für Studierende der Naturwissenschaften, 3 Tage, für Anfänger und Vorgerücktere (Nichtchemiker), tägl., für Lehramtskandidaten, 2 Tage, für Kandidaten des Sekundarlehramts, 2. — **Pfeiffer**: Naphtene, Terpene und Kampher, 2; Einleitung in die physikalische Chemie II, 1; Farbstoffe II, 1. —

Burkhardt: Elemente der Differential- und Integralrechnung, 4; Gewöhnliche Differentialgleichungen, 4; Mathematisches Seminar, 2. — **Weiler**: Analytische Geometrie, mit Übgn. I, 3; Darstellende Geometrie, mit Übgn. I, 3; Synthetische Geometrie, 3; Analytische Geometrie, mit Übgn. (für Lehramtskandidaten), 2; Algebra mit Übgn. (für Lehramtskandidaten), 2. — **Gubler**: Algebraische Analysis mit Übungen (für Lehramtskandidaten), 2; Zahlentheorie (Fortsetzung), 1 bis 2; Inhalt und Methode des mathematischen Unterrichts in der Mittelschule, 2. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übgn., 2; Planeten- und Kometenbahnbestimmungen, 2. —

Technische Hochschule Zürich.

H. F. Weber: Physik, 4, Repetitorium, 1; Prinzipien, Apparate und Messmethoden der Elektrotechnik, 4; Wechselstromsysteme und Wechselstrommotoren, 2; Elektrische Wellen, 2; Elektrotechnisches Laboratorium, 8 oder 16; Wissenschaftliche Arbeiten in den physikalischen Laboratorien, 8, 12, 24; Experimentelle Untersuchgn. in Wechselstrom und an Wechselstrommotoren, 4. — **Weiss**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Les radiations nouvelles et la constitution de la matière, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4 bezw. 8; Travaux scientifiques dans les laboratoires de physique, 8, 12, 24. — **Schweitzer**: Physik, 4, Repetitorium, 1; Die graphische Behandlung von Wechselstromproblemen, 1. — **Tobler**: Elektrische Signalapparate für Eisenbahnen, 2; Ausgewählte Kapitel aus dem Gebiete der Schwachstromtechnik, 1 *g*; Militärtelegraphie und -telephonie, 1. — **Wyssling**: Elektrische Centralanlagen II, 2, Übungen und Konstruktionen, 3; Elektrische Kraftübertragung und Beleuchtung, 3, Repetitorium, 1. — **Stodola**: Dampfmaschinenbau I: Steuerungen, Regulatoren, 4, Übungen mit Repetitorium, 2; Gasmotoren (Einleitung), 1; Ausgewählte Kapitel des Dampfmaschinenbaues: Dampfkessel, Dampfturbinen, 2; Maschinenkonstruieren und Entwerfen vollständiger Dampfkraftanlagen, 6; Übungen in der kalorischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, $^1/_2$ Tag. — **Prášil**: Hydraulische Motoren und Pumpen II, 4, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 12; Konstruktionsübungen in Fabrikanlagen, 4; Ausgewählte Kapitel über hydraulische Anlagen aller Art, 2; Übungen in der hydraulischen Abteilung des Maschinenlaboratoriums, $^1/_2$ Tag. — **Escher**: Mechanische Technologie II: Metallverarbeitung, 2, Repetitorium, 1, IV: Spinnerei und Weberei (Fortsetzung), 2; Maschinenlehre, 4, Repetitorium und Übungen, 4; Papierfabrikation, 2; Technologisches Praktikum, 4. — **Farny**: Bau von Dynamomaschinen II, 2; Maschinenkonstruieren, 6. — **Fliegner**: Theoretische Maschinenlehre II: Wärmetheorie und Dampfmaschinen, 4, Übungen, 3. — **Heinemann**: Die modernen Erfindungen und ihre kulturgeschichtlichen Vorläufer, 1 *g*. — **Herzog**: Mechanik II, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2. — **Kraft**: Geschichte der Mechanik, 2. — **Meyer**: Maschinenzeichnen, 1, Übungen, 4; Maschinenbau (Elemente), 5, Repetitorium, 1; Konstruktionsübungen, 10. — **A. Weber**: Mechanik und Maschinenlehre, 4, Repetitorium, 1; Maschinenlehre, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübgn., 4; Industrielle Einrichtungen und Bauten, 2, Repetitorium, 1, Konstruktionsübungen, 2. — **Weilenmann**: Meteorologie und Klimatologie, 3. — **Barbieri**: Photographie I, 2; Photographisches Praktikum, 2. —

Bamberger: Anorganische Chemie, 6, Repetitorium, 1; Organische Chemie II: Benzolderivate, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Bosshard**: Gärungsgew.: Brauerei u. Spritfabrikation, 1. — **Constam**: Physikalische Chemie, 2; Physikal.-chemisches Kolloquium, 1 *g*; Anwendungen physikalischer Methoden in der Chemie (mit Lorenz), $^1/_2$ Tag; Physikal.-chem. Vollpraktikum für Vorgerücktere (mit Lorenz), tägl. — **Gnehm**: Bleicherei, Färberei und Farbstoffe, 4, Repetitorium, 1; Anthracenfarbstoffe und Indigo, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Hartwich**: Pharmakognosie, 5; Toxikologie, 2; Technische Botanik I: Fasern und Stärke, 2; Pharmazeutisch-chemisches Praktikum, 12; Mikroskopische Untersuchg. pharmazeutischer Drogen, 2; Pharmakognostische Übungen für Vorgerücktere, tägl.; Chemische Untersuchung von Nahrungs- und Genussmitteln, tägl.; Mikroskopierübgn. in der Nahrungsmittelkunde, 2 halbe Tage; Gerichtlich-chem. Praktikum, 4 halbe Tage. — **Lorenz**: Allgemeine Elektrochemie, 2; Elektrochemisches Praktikum für Anfänger, 4, für Vorgerücktere, 15. — **Lunge**: Anorganische chemische Technologie, 4, Repetitorium, 1; Heizung, 2; Metallurgie, 2, Repetitorium, 1; Technisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. — **Schulze**: Anorganische Chemie, mit Repetitorium, 4; Agrikulturchemie I: Pflanzenernährungslehre, 2; Landwirtschaftlich-chemische Technologie (Zucker- und Spiritusfabrikation, Chemie des Molkereiwesens), 2; Übungen im agrikultur-chemischen Laboratorium, 8; Agrikultur-chem. Praktikum für Vorgerücktere, tägl. — **Treadwell**: Analytische Chemie I, 2; Gasanalyse mit Übungen, 1; Lebensmittelanalyse mit Übgn., 2; Chemie, 2, Repetitorium, 1; Analytisch-chemisches Praktikum, 16 und 24, für Vorgerücktere, tägl. —

W. Fiedler: Darstellende Geometrie, 4, Repetitorium, 1, Übgn., 4; Geometrie der Lage, 4. — **Beyel**: Geometrische Einleitung in die graphische Statik, 2; Rechenschieber mit Übungen, 1; Darstellende Geometrie, 2; Flächen 2. Grades, 2. — **Franel**: Calcul différentiel, 4, Répétition, 1, Exercices, 2; Théorie des équations différentielles, 4, Répétition, 1; Mathematisches Seminar (mit Hurwitz), 2. — **Geiser**: Analytische Geometrie, 4, Repetitorium, 1; Elemente der Ballistik, 1. — **Hirsch**: Differentialrechnung, 4, Repetitorium, 1, Übungen, 2; Variationsrechnung, 3. — **Hurwitz**: Differentialgleichgn., 4, Übungen, 1; Invariantentheorie, 2. — **J. Keller**: Mathematik, 4; Theorie der Centralprojektion mit Anwendung auf die praktische Perspektive, 2; Theorie der Projektivität mit Anwendung auf die konstruktive Theorie der Kegelschnitte, 2; Kollinkation und Affinität mit ihren hauptsächlichsten Anwendungen, 2. — **Lacombe**: Géométrie descriptive, 2 et 4, Répétition, 1, Exercices, 4; Géométrie de position, 2. — **Rebstein**: Katastervermessung, 3, Übungen, 2; Kartenprojektionen, 1; Versicherungsmathematik (Fortsetzung), 1; Ausgewählte Kapitel aus höherer Geodäsie und Ausgleichungsrechnung, 1. — **Rudio**: Höhere Mathematik, 5, Übungen, 2. — **Wolfer**: Einleitung in die Astronomie, 3, Übungen, 2; Planeten- und Kometenbahnbestimmungen, 2. —

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 26. 15. Oktober 1903. Redaktionsschluss für No. 27 am 28. Oktober 1903. 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Fluoreszenz von Natriumdampf.

Von R. W. Wood und J. H. Moore.

Die grüne Fluoreszenz, die man am Natriumdampf wahrnimmt, wenn derselbe mit intensivem weissem Lichte beleuchtet wird, wurde von Wiedemann und Schmidt (Wied. Ann. **57**, 447, 1897) zuerst beobachtet und untersucht. Die von ihnen angewandte Methode bestand darin, dass das Metall in einer luftleeren Glasröhre erhitzt wurde, während man Sonnenstrahlen vermittels einer Linse auf den Dampf konzentrierte. Ein Kegel grünen Lichtes ist an der Stelle sichtbar, wo der intensive Strahl in die Metalldampfmasse eintritt. Bei der Untersuchung mit dem Spektroskop zeigte es sich, dass dieses Licht aus einer Bande im Rot, einer engeren Bande etwa in der Lage der *D*-Linien und einer breiten grünen Bande besteht, welche, wie der Versuch lehrte, aus einzelnen Kanälen oder Banden besteht. Die Wellenlängen einiger dieser Streifen wurden in roher Annäherung bestimmt, jedoch scheinen die Verfasser ihre Beziehung zu den Absorptionsstreifen, die im selben Teile des Spektrums auftreten, nicht genau festgestellt zu haben.

Da wir augenblicklich keine recht befriedigende Theorie der Fluoreszenz besitzen, und da so ziemlich alle quantitativen Arbeiten mit Lösungen ausgeführt worden sind, so schien es der Mühe wert zu sein, eine sorgfältige Untersuchung der Beziehung zu unternehmen, welche zwischen dem von Natriumdampf ausgesandten fluoreszierenden und dem durch den Dampf unter denselben Bedingungen absorbierten Lichte besteht. Die interessantesten durch diese Untersuchungen festgestellten Punkte sind der Umstand, dass das Fluoreszenz-Spektrum Bande für Bande und Linie für Linie mit dem Absorptionsspektrum genau zusammenfällt und dass ferner eine Bestimmung der Beziehung zwischen der die Fluoreszenz hervorrufenden Wellenlänge und der Natur des fluoreszierenden Spektrums vorgenommen werden konnte. Es wurde die einigermassen auffällige Thatsache festgestellt, dass die Absorption in der *D*-Linie in keiner Weise mit der Hervorrufung von Fluoreszenz etwas zu thun hat, obwohl die Absorption an diesem Punkte des Spektrums bedeutend intensiver als an irgend einem anderen Punkte ist.

Vermittels eines verbesserten Apparates waren wir nicht nur imstande, das Fluoreszenz-Spektrum mit einem konkaven Beugungsgitter zu photographieren, sondern konnten ebenso vermittels eines Gitters das fluoreszierende Spektrum beobachten, welches durch annähernd monochromatisches Licht, wie man dieses mit einem Fuessschen monochromatischen Beleuchtungsapparat erzielt, hervorgerufen wird. Die Ergebnisse der Arbeit werfen interessantes Licht auf die Mechanik des Natrium-Moleküls und dürften zweifellos für die Entwicklung der Fluoreszenz-Theorie von bedeutendem Werte sein.

Der benutzte Apparat.

Die bei luftleeren Glasröhren beobachtete Fluoreszenz ist niemals recht intensiv, und die Versuche lassen sich nur einige Augenblicke lang fortsetzen, da die Glasfläche schnell eine Korrosion erleidet. Ausserdem ist es nicht möglich, sehr dichten Dampf zu benutzen, dessen Erzeugung hohe Temperaturen erfordert, und zwar infolge seiner Einwirkung auf Glas. Die von dem einen von uns bei einer früheren Untersuchung über den Gegenstand angewandte Röhrenform (Wood; Proceedings of the Royal Soc. Vol. 69, 157; siehe auch Phil. Mag. 1902) gestattet die Darstellung von Natriumdampf von grosser Dichte; infolge der schnellen Destillation nach kälteren Teilen der Röhre hin, lässt sich jedoch der Versuch nicht lange genug fortsetzen, um gute photographische Aufnahmen zu erzielen. Es ist wichtig, nicht nur sehr

dichten Dampf zur Verfügung zu haben, sondern auch den Dampf auf ein schmales Bereich zu begrenzen, welches so scharf abgegrenzt sein muss, dass das Licht nicht durch Absorption geschwächt wird, bevor es die dichteren Teile erreicht. Um diesen Erfordernissen zu genügen, wurde eine neue Röhrenform ausgedacht und konstruiert, welche ganz wunderbar schöne Resultate ergab. Mit derselben wurde eine 10—15mal hellere Fluoreszenz, als dies mit Glasröhren möglich ist, erzielt und 5—6 Stunden lang ohne Nachfüllen der Röhre unverändert erhalten. Diese Röhre haben wir volle 40 Stunden lang in Thätigkeit gehabt, und dieselbe fängt erst gerade jetzt an, Zeichen von Undichtheit an den hartgelöteten Verbindungsstellen zu zeigen, was der Einwirkung des Natriums auf Silber bei Rotglut zuzuschreiben ist. Die Röhre lässt sich sehr leicht konstruieren, und wenn dieselbe einmal geladen ist, so kann sie immer wieder benutzt werden, ohne dass zur Darstellung dieses ausserordentlich schönen Beispieles von Fluoreszenz auch nur die mindeste Vorbereitung erforderlich wäre. Ihre allgemeine Form ist in Fig. 1 dargestellt. Die grosse

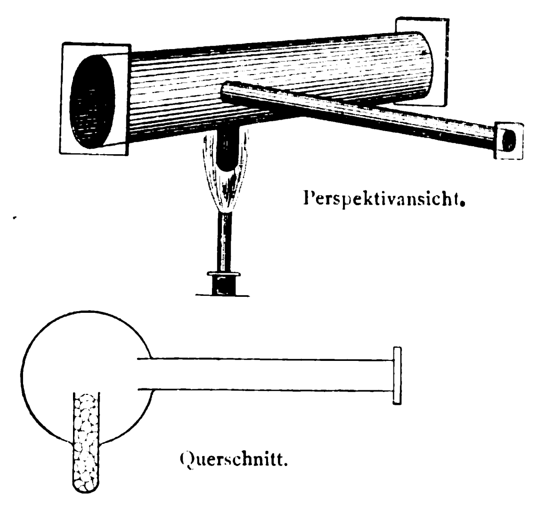


Fig. 1.

Röhre war ein Stück 3zölligen (16kalibrigen) Shelbyschen nahtlosen Stahlrohres von 2 Fuss Länge. Ein 10 Zoll langes Stück dünnen 3/4zölligen Stahlrohres wurde mit Silber in die grosse Röhre in deren Mittelpunkt eingelötet, so dass sie mit derselben einen rechten Winkel bildete.

Unmittelber unterhalb dieser Röhre und im rechten Winkel zu beiden wurde ein kleiner Eisentiegel in die grössere Röhre eingelötet, welcher in deren Inneres so weit hineinragte, dass sein Rand durch die Seitenröhre hindurch sichtbar war. Dieser Tiegel wurde durch Ausbohren eines 3/4zölligen Eisencylinders hergestellt. Ein kleines Stück Messingrohr wurde gleichfalls an einem Ende in die grosse Röhre eingelötet; durch dieselbe konnte das ganze System luftleer gemacht werden. Der Tiegel wurde mit Natriumstücken angefüllt und die Enden der grossen Röhre mit Spiegelglas geschlossen, welches sorgfältig mit Siegellack angekittet wurde. Die Seitenröhre wurde hierauf in derselben Weise geschlossen und das Ganze auf einen Druck von etwa 1 mm vermittels einer Quecksilberpumpe evakuiert. Hierauf wurde die Röhre von der Pumpe abgeschmolzen, nachdem ein kleines Stück Glasrohr in die Messingröhre gekittet und in ein Kapillarrohr ausgezogen worden war.

Die Röhre wurde nunmehr in horizontaler Lage aufgestellt und ein grosser Bunsenbrenner unterhalb des Tiegels angebracht, welcher bald zur Rotglut erhitzt wurde. Der dichte Natriumdampf strömte aus der Mündung des Tiegels aus und kondensierte sich allmählich an den kälteren Teilen der Röhre. Sonnenlicht wurde von einem Heliostaten aus durch das grosse Rohr hindurchgeschickt und eine in der Nähe des Glasfensters angebrachte Linse bildete ein Bild der Sonne unmittelbar oberhalb des Tiegelhalses. Wenn man auf das Seitenrohr herabsah, so nahm man einen intensiv grünen Lichtkegel wahr, der bedeutend heller war als alles jemals mit Glasröhren Erzielte. Die umherschwimmenden Oxydflecken, die beim ersten Erhitzen der Röhre auftreten und mit blendend weissem Licht leuchten, verschwinden bald und lassen die Fluoreszenz völlig unberührt. Es ist augenscheinlich, dass bei dieser Anordnung das Licht sofort in den dichtesten Dampf eintritt, ohne vorherigen Verlust durch Absorption in weniger dichtem Dampf zu erleiden. Ausserdem geht das Fluoreszenzlicht hinab durch die Beobachtungsröhre, ohne dass es mehr als eine dünne Dampfschicht zu durchdringen hätte, was ganz ausserordentlich wichtig ist, da wir das Fluoreszenzlicht unverändert durch spätere Absorption zu untersuchen wünschen. Die grosse Menge Natrium, welche sich im Tiegel aufspeichern lässt, gestattet uns, lange Zeit hindurch einen dichten Dampfstrom vor der Beobachtungsröhre zu liefern, was ganz wesentlich ist, wenn es sich um Darstellung von photographischen Aufnahmen handelt.

Das Spektrum des Fluoreszenzlichtes.

Das Spektrum des Fluoreszenzlichtes wurde zunächst mit einem Steinheilschen Zweiprismenspektroskop untersucht. Das Spektrum bestand aus einem roten und einem grünen Streifen; letzterer zeigte ein deutlich geripptes Aussehen. Keine Spur einer hellen Linie oder Bande in der Lage der D-Linien oder in deren Nähe hat sich bei irgend einem unserer Versuche jemals feststellen lassen. Die Anwesenheit derselben in dem von Wiedemann und

Schmidt und auch von dem einen von uns beschriebenen Spektrum ist möglicherweise dem Umstand zuzuschreiben, dass in beiden Fällen der Dampf in einer mit einem Bunsenbrenner erhitzten Glasröhre enthalten war. Diese durch das Natrium des Glases gefärbte Flamme mag daran schuld gewesen sein, dass an erwähnter Stelle eine helle Linie auftrat, was sich übrigens durch Wiederholung der Versuche mit Glasröhren sehr leicht entscheiden liesse. Die auffällige Ähnlichkeit des gerippten Spektrums mit dem Absorptionsspektrum legt es sofort nahe, dass der Grund an dem Umstand liegen dürfte, dass das Fluoreszenzlicht vor Erreichen des Spektroskops eine gewisse Dampfmenge zu passieren hat, mit anderen Worten, dass dieselbe überhaupt nicht dem Fluoreszenzspektrum angehört, sondern das Resultat von Absorption ist. Um festzustellen, ob dies der Fall war, wurde ein Vergleichs-Absorptionsspektrum dargestellt, indem man etwas von dem Lichte, welches die Röhre passiert hatte, vermittels eines Spiegelpaares und eines kleinen rechtwinkligen Prismas in das Instrument warf. Es war sofort augenscheinlich, dass die hellen Linien und Banden des Fluoreszenzspektrums genau zu denen des Absorptionsspektrums die Ergänzung bildeten. Um eine feste Registrierung dieser Thatsache zu erzielen, wurde an das Spektroskop eine Kamera befestigt und die beiden Spektren photographiert. Das Spektrogramm bestätigte in jeder Hinsicht die visuelle Beobachtung, nur war die Dispersion zu klein, als dass man gute Bilder hätte erzielen können.

Ein Rowlandsches konkaves Beugungsgitter von 1 Meter Radius wurde hierauf an Stelle des Spektroskops benutzt und mit einer Expositionszeit von weniger als einer Stunde ausgezeichnete Photographien erhalten. Das Fluoreszenzspektrum dehnte sich, wie der Versuch zeigte, von der Wellenlänge 534 nach der Wellenlänge 460 in der Gegend des Grün und Blau aus. Alle diese Photogramme zeigen ausserdem ein schwaches Sonnenspektrum, welches vom Ende des Fluoreszenzspektrums aus sich bis nach der H- und K-Linie ausdehnt. Dieses kommt von einer kleinen Menge weissen Lichtes, das durch gelegentliche Oxydflecke diffundiert oder vielleicht an der Röhrenwand reflektiert wird. Soweit wir imstande gewesen sind, dies festzustellen, ist das Fluoreszenzspektrum nicht mit Sonnenlinien untermischt, da es in einem weniger aktinischen Bereich liegt und da das diffundierte Licht nicht intensiv genug ist, um in diesem Bereich sich deutlich fixieren zu lassen.

Die Photogramme zeigten die bemerkenswerte Thatsache, dass das Fluoreszenzspektrum die genaue Ergänzung zum Absorptionsspektrum ist. Die beiden Spektra wurden übereinander auf demselben Film photographiert und hätten als gegenseitige photographische Kopien angesehen werden können. Im oberen Spektrum waren z. B. zwei breite helle Streifen mit einer feinen dunklen Linie nach dem Mittelpunkt zu, während im unteren Spektrum zwei breite dunkle Streifen mit hellen Linien nach dem Mittelpunkt zu auftraten. Dasselbe galt von allen Unregelmässigkeiten der Schattierung des sehr komplizierten Rippen-Spektrums. Eine Zahl solcher Photogramme sind in den Figuren wiedergegeben. Da die feinen Einzelheiten zum grössten Teile beim Reproduktionsverfahren verloren gingen, wurde eine sehr sorgfältige Zeichnung der beiden Spektren nach dem Original-Negativ hergestellt, welche mit den direkten Aufnahmen dargestellt ist.

Das Fluoreszenzspektrum in der Gegend des Grün-Blau lässt sich in drei Streifengruppen einteilen: erstens die von 5340—5080, die aus 6 breiten unbestimmten Streifen bestehen und ihrer Lage nach mit den Rippenstreifen des Absorptionsspektrums übereinstimmen; durch weitergehende Dispersion würden dieselben sich zweifellos in Linien auflösen lassen. Zweitens die von 5080—4865; eine Gruppe unregelmässiger gerippter Streifen, deren Oberenden nach dem Rot zu zeigen, die daher auf der weniger brechbaren Seite am stärksten sind und nach den kürzeren Wellenlängen zu unbestimmter werden. Drittens, die von 4865—4600; dieselben treten bei der benutzten Dispersion als gleichförmige schmale Banden auf. Das Spektrum ist die genaue Ergänzung des mit demselben Instrument aufgenommenen Absorptionsspektrums, und durch weiteres Arbeiten mit dem Konkav-Gitter von 14 Fuss Radius wird es sich herausstellen, ob alle so feinen und schmalen Linien der Rippen des letztgenannten Spektrums auch im ersten Spektrum auftreten. Wir meinen mit Sicherheit annehmen zu können, dass das Spektrum sich mit dem grossen Beugungsgitter ohne Schwierigkeit photographieren lässt.

Durch Beobachtungen mit dem Auge liess sich feststellen, dass die rote Fluoreszenz gleichfalls gerippt ist, obwohl die Rippen nur bei sehr dichtem Dampf und sehr intensiver Beleuchtung sichtbar sind. Es ist noch nicht endgültig erwiesen, ob diese Rippen eigentlich zu dem Fluoreszenzspektrum gehören oder das Ergebnis von Absorption sind. Eine neue Röhrenform ist konstruiert worden, welche, wie wir annehmen, weit dichteren Dampf liefern und die Erledigung der Frage ermöglichen wird.

Die komplementäre Beschaffenheit der Photogramme des Fluoreszenz- und Absorptionsspektrums könnte zu der Vermutung führen, dass die absorbierte Wellenlänge ohne Veränderung wieder emittiert würde. Um festzustellen, ob

dies der Fall ist, mussten wir den Dampf mit monochromatischem Lichte beleuchten.

Der Fuessche monochromatische Beleuchtungsapparat, mit dessen Hilfe man einen Bereich von beliebiger Breite aus einem sehr intensiven Sonnenspektrum ausschneiden und dieses Licht auf einen bestimmten Punkt im Raume konzentrieren kann, wurde so aufgestellt, dass er einen Kegel violetten Lichtes nach der Röhre hinabsandte, und dass die Strahlen gerade oberhalb der Mündung des Tiegels zusammentrafen. Keinerlei Fluoreszenz liess sich feststellen. Bei allmählicher Zunahme der Wellenlänge des Lichtes (was dadurch erzielt wurde, dass man die eingeteilte Schraube, mit der die Prismen des Instrumentes gedreht wurden, verschob) fand man, dass die Fluoreszenz auftrat, wenn die Wellenlänge 460 erreicht wurde. Beim Durchsehen durch das Ende der grossen Röhre nahm man eine sehr schöne Erscheinung wahr. Der Kegel tiefblauen monochromatischen Lichtes war infolge von umherschwimmenden Oxydspuren deutlich sichtbar, während an dem Punkte, wo die Strahlen in dem dichten Natriumdampf zusammentrafen, ein heller Fleck grünen Fluoreszenzlichtes erschien. Wenn die Wellenlänge weiter zunahm, so nahm dieser Fleck an Deutlichkeit zu, blieb jedoch grün; er passierte ein Maximum und verschwand hierauf allmählich; als das beleuchtende Licht gelb geworden war, war er völlig verschwunden. Der Dampf blieb dunkel, bis die Wellenlänge des Lichtes die der *D*-Linien übertraf; dann entwickelte sich allmählich rote Fluoreszenz, ging in derselben Weise durch ein Maximum und verblasste hierauf.

Die auf diese Weise erzeugte Fluoreszenz des Dampfes zeigte weit geringere Farbenpracht als beim früheren Versuche, da die gesamte strahlende Energie, die in den Dampf geworfen wurde, weit geringer war als bei Verwendung von direktem Sonnenlicht. Trotzdem war das nach dem Seitenrohr herabgebogene Licht intensiv genug, um ein Spektrum zu liefern, wenn das Steinheilsche Spektroskop nach der Röhre herabgerichtet war. Dieses Spektrum war jedoch sehr schwach und nur mit grosser Mühe konnten die bei Veränderung der Wellenlänge des beleuchtenden Strahles stattfindenden Veränderungen verfolgt werden. Wenn blaues Licht angewandt wurde, schien das gesamte grüne Fluoreszenzspektrum mit einer Maximalintensität nach dem Gelb zu anwesend zu sein. Bei Zunahme der Wellenlänge des Lichtes verschob sich der Maximalintensitätspunkt des Fluoreszenzspektrums nach dem Blau hin. Die hervorragende Bedeutung, welche die Erscheinung für die Theorie der Fluoreszenz besitzt, machte eine sorgfältigere Untersuchung der zwischen den Wellenlängen des absorbierten und des emittierten Lichtes bestehenden Beziehung in hohem Grade wünschenswert. Um dies auszuführen, wurde die Anordnung des Apparates in folgender Weise verändert: Der monochromatische Leuchtapparat wurde über einen rechten Winkel gedreht, so dass sein Emissionsspalt nicht vertikal, sondern horizontal zu stehen kam. Der dichte Natriumdampf oberhalb der Mündung des Tiegels wurde nunmehr mit einer dünnen horizontalen Schicht monochromatischen Lichtes beleuchtet und das Bild des horizontalen Spaltes des Leuchtapparates vermittels einer Linse in den Raum entworfen. Diese Anordnung begrenzt natürlich die Fluoreszenz auf eine dünne, horizontale Dampfschicht, welche bei Besichtigung durch die Seitenröhre als dünne Lage hellen grünen Lichtes erscheint. Wenn man die Dampfschicht von der Kante aus besichtigt, so erhält man ein weit intensiveres Licht, und da ihre Breite nicht bedeutend ist, können wir ein Spektroskop vollständig entbehren und brauchen nur durch ein Prisma oder Beugungsgitter zu beobachten.

Ein kleines Transmissionsgitter von 14480 Linien pro Zoll, welches ein fast ebenso helles Spektrum erster Ordnung liefert, wie ein 60er Flintprisma, wurde gegenüber der Seitenröhre angebracht und die Fluoreszenzlichtlinie durch dasselbe beobachtet, indem der Kopf, um alles äussere Licht abzuhalten, mit einem schwarzen Tuch bedeckt wurde. Wir fanden, dass man bei leichtem Neigen der grossen Röhre nach dem beleuchtenden Strahle eine genaue Projektion auf der Innenkante der Seitenröhre mit dem die Fluoreszenz hervorrufenden monochromatischen Lichte beleuchten konnte: mit anderen Worten, das nächstliegende Ende des horizontalen Spaltbildes wurde in diese Projektion gebracht. Die Fluoreszenzlichtlinie wurde auf diese Weise an einem Ende mit einem kleinen Lichtpunkt versehen, welcher dem die Fluoreszenz hervorrufenden Lichte ähnlich war. Das Spektrum dieser kleinen beleuchteten Stelle, welche natürlich ein enger Streifen war, fiel längs des Fluoreszenzspektrums und gestattete die sofortige Anstellung eines Vergleichs. Jede Abweichung vom Stokesschen Gesetz gab sich kund als Ausdehnung des Fluoreszenzspektrums auf der brechbareren Seite der kleinen Stelle beleuchtenden Lichtes.

Beleuchteter Oxyd Fleck
a. blau
Maximum grün gelb rot
b. bl grün
Maximum grün gelb rot
c. Maximum grün gelb rot

Fig. 2.

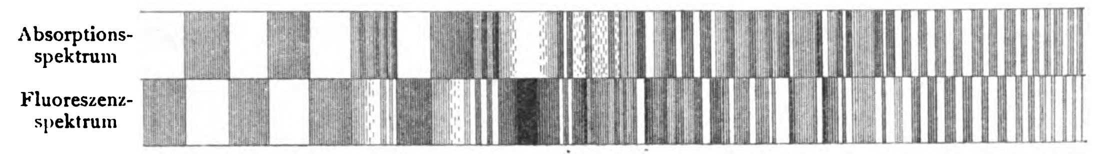


Fig. 3.

Sehr auffällige und bedeutungsvolle Ergebnisse wurden bei dieser Anordnung des Apparates erzielt. Wenn man zunächst violette Beleuchtung benutzte, so erschien durch das Beugungsgitter nur der kleine Vergleichslichtfleck, welcher mit zunehmender Wellenlänge sich verschob. Sobald die Wellenlänge 460 erreicht wurde, trat das Fluoreszenzspektrum auf. Sein Aussehen ist in Fig. 2 (a) angegeben.

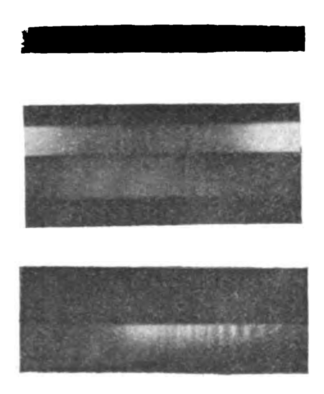


Fig. 4.

Ein Streifen blauen kontinuierlichen Fluoreszenzlichtes mit dem Vergleichsfleck zeigte, dass Licht von derselben Wellenlänge wie das absorbierte Licht durch den Dampf emittiert wurde. Eine dunkle Stelle trat an der weniger brechbaren Seite (in der gewöhnlichen Bedeutung des Ausdruckes) auf und dann kam ein breiter grüner Streifen mit einem Intensitätsmaximum an dem nach dem Gelb zu gelegenen Ende. Hierauf kam wieder eine Lücke, welche sich bedeutend über die D-Linien hin ausdehnte, worauf eine sehr schwache Spur der roten Fluoreszenzbande folgte. Bei allmählichem Anwachsen der Wellenlänge des Lichtes wurden folgende Veränderungen bemerkt: Der Vergleichslichtfleck, begleitet von seiner Fluoreszenzverlängerung, bewegte sich das Spektrum hinauf und trieb die dunkle Stelle vor sich her, während der Punkt maximaler Fluoreszenz in dem breiten grünen Streifen sich das Spektrum abwärts bewegte und mit dem fortschreitenden Flecke zusammentraf. Diese Veränderungen sind in den Fig. *b*, *c* und *d* dargestellt; der Punkt maximaler Fluoreszenz fällt seiner Lage nach mit dem Vergleichsfleck in *d* zusammen. Bei noch weiterer Zunahme der Wellenlänge wurde die Fluoreszenz sehr schwach und schien sich etwas weiter das Spektrum abwärts auszudehnen, als der von dem kleinen Lichtfleck eingenommenen Stellung entsprach. Dies bedeutet eine Abweichung vom Stokesschen Gesetze, wenn die Wellenlänge des beleuchtenden Lichtes (grün) einen Maximalwert besitzt, der immer noch Fluoreszenz liefert.

Es war unmöglich, festzustellen, ob eine gerippte Struktur in irgend einem Teile des fluoreszierenden Spektrums vorhanden war, da die Lichtquelle verhältnismässig breit und die Dispersion unbedeutend war. Es liegt kein Grund zur Annahme vor, dass dem nicht so gewesen sein sollte, jedoch scheint es auch nicht erwiesen zu sein, dass die Spektren identisch sind, wenn die Fluoreszenz durch weisses und durch monochromatisches blaues Licht hervorgerufen wird. Die Ausdehnung des Spektrums und die Verteilung der Intensität in demselben ist, wie der Versuch ergeben hat, in beiden Fällen verschieden und die Rippen z. B. im Grün, die bei Benutzung von weissem Licht auftreten, können fehlen, wenn die Fluoreszenz durch Licht von viel kürzerer Wellenlänge hervorgerufen wird. Um dies zu untersuchen, wird das Spektrum bei Beleuchtung der Röhre mit monochromatischem blauem Lichte photographiert werden müssen. Dies liesse sich bei dem augenblicklich benutzten Apparat wahrscheinlich nur mit einer Belichtungszeit von 6—8 Stunden ausführen. Günstigere Bedingungen werden von einer neuen Röhrenform, die augenblicklich konstruiert wird, erwartet, und es scheint wahrscheinlich, dass wir schliesslich ein gut Teil in unserer Kenntnis der Dynamik des Natriummoleküls weiter kommen werden. Die bereits erzielten Ergebnisse beweisen allem Anscheine nach, dass das von fluoreszierendem Dampfe ausgesandte Licht von grösserer Wellenlänge nicht das Ergebnis einer Dämpfung der Schwingung ist, wie dies in Lommels Theorie angenommen wird, sondern vielmehr eine Emission, die von dem Umstand herrührt, dass die Ionen von längerer freier Periode entweder durch die Wellen kürzerer Periode oder durch die in die Schwingung dieser Wellen geworfenen Ionen kurzer Perioden in Schwingung versetzt werden. Es ist nicht der Mühe wert, hierüber weiter zu spekulieren, bevor nicht das durch monochromatisches blaues Licht erzeugte Fluoreszenzspektrum photographiert worden ist.

Im allgemeinen besitzt die Fluoreszenz einer Substanz ihre Maximalintensität, wenn die

Wellenlänge die des am stärksten absorbierten Lichtes ist. Natriumdampf macht von dieser Regel eine Ausnahme, da die D-Linien-Absorption, welche weit intensiver als die gerippte Absorption ist, mit der Fluoreszenz nichts zu thun hat. Nach Lommels Fluoreszenztheorie erklärt sich die Abwesenheit einer seitlichen Licht-Emission durch ein absorbierendes Medium auf einem der im folgenden angegebenen Wege: Entweder ist die Absorption eine solche von Wellen anderer Periode (z. B. eine Oktave tiefer) als die freie Periode der Ionen, oder aber der Dämpfungsfaktor ist so gross, dass das emittierte Licht im ultraroten Bereich liegt. Bei Natriumdampf genügt keine von beiden Erklärungen dazu, um Aufschluss über das Nichtvorhandensein von Fluoreszenz zu liefern, wenn die Wellenlänge des erregenden Lichtes die der D-Linien ist; denn da das Kirchhoffsche Gesetz in diesem Falle befolgt wird, so haben die absorbierten und emittierten Wellenlängen gleiche Periode und ist die Absorption eine Resonanzerscheinung. Ausserdem muss der Dämpfungs-Koeffizient sehr klein sein, da wir Interferenz mit grosser Wegdifferenz bei Natriumlicht haben. Der nichtleuchtende Dampf, der bei diesen Versuchen angewandt wird, kann sich natürlich in anderem Zustande befinden, als der Dampf in einer Natriumflamme; doch selbst wenn dies der Fall ist, so scheint es nicht berechtigt zu sein, eine bedeutende Dämpfung anzunehmen, da eine solche eine Verschiebung der Absorptionslinien mit Bezug auf die Lage, die sie bei Absorption durch eine Natriumflamme einnehmen, bedeuten würde.

Es ist bemerkenswert, dass Linien von entsprechender Lage wie die gerippten Streifen im Emissionsspektrum von Natriumdampf fehlen, ausgenommen vielleicht in dem von Evershed untersuchten Falle einer Temperatur-Emission, welche anscheinend nicht bei grosser Dispersion untersucht worden ist.

Es scheint keine Möglichkeit der Erklärung für die Emission grünen Lichtes zu bestehen, wenn der Dampf mit blauem Lichte beleuchtet wird. Dieselbe kann nicht das Ergebnis der Dämpfung der Ionen sein, deren freie Periode die des blauen Lichtes ist, da sie aller Wahrscheinlichkeit nach ein zu dem gerippten Absorptionsspektrum reziprokes diskontinuierliches Spektrum darstellt.

Es dürfte von Interesse sein, festzustellen, ob die Absorption des Dampfes durch den Umstand, dass derselbe zu gleicher Zeit fluoreszierend ist, direkt berührt wird: dieses ist, wie Versuche von Burke an Uranglas ergaben, wirklich der Fall. Es ist auch von Wichtigkeit, zu bestimmen, in welcher Weise Absorption und Fluoreszenz durch Druck beeinflusst werden. Diese Punkte werden in kurzem untersucht werden.

Die Behauptung, dass, wenn die Wellenlänge des erregenden Lichtes die der D-Linien ist, keine Fluoreszenz hervorgebracht wird, bedarf der Richtigstellung. Genau genommen ist dies nämlich nicht zutreffend, da es fast sicher ist, dass die D-Linien-Absorption in keiner Weise ausschlaggebend ist. Es rührt dies von dem Umstande her, dass die von dem monochromatischen Beleuchtungsapparat ausgehenden Strahlen nicht genau monochromatisch sind, sondern vielmehr einen zwischen 10 und 20 Ångström-Einheiten in der Breite variierenden Streifen darstellen. Wie wir in dem von der Rippenabsorption des Dampfes handelnden Teile dieser Arbeit gezeigt haben, lassen sich die feinen Linien bis nach den Kanten des breiten Streifens verfolgen, der durch die Verbreiterung der D-Linien bei sehr dichtem Dampfe hervorgerufen wird. Unzweifelhaft bringt die Absorption dieser Linien die sehr schwache rötliche Fluoreszenz hervor, die man dann beobachtet, wenn das von der monochromatischen Lichtquelle gelieferte Licht mit Bezug auf die D-Linien symmetrisch ist. Genau monochromatisches Licht von den Wellenlängen D_1 und D_2 würde unserer Meinung nach, ganz abgesehen von seiner Intensität, sicherlich keine Fluoreszenz hervorrufen, wenn nicht die Rippen wirklich diese Gegend durchkreuzten, was aller Wahrscheinlichkeit nach der Fall ist. Das einzige, keine Fluoreszenz hervorrufende Licht ist grünes Licht in der Nähe von $\lambda = 553$ und violettes unterhalb von 460, das, wie wir gezeigt haben, von dem Dampfe, wenn dieser sehr dicht ist, ausschliesslich durchgelassen wird.

Baltimore, John Hopkins Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 19. September 1903.)

Über mechanisch hervorgerufene Rotationspolarisation.[1]

Von A. W. Ewell.

In früher veröffentlichten Arbeiten[2] hat Verfasser dargethan, dass, wenn linear polarisiertes Licht durch Gelatine hindurchgeht, die in einem Gummischlauch einer Torsion ausgesetzt ist, die Polarisationsebene in einer zur Torsion entgegengesetzten Richtung eine Rotation erfährt. Derartige Resultate waren

1) Selbstreferat einer Arbeit aus dem American Journal of Science, Mai 1903.

2) Americian Journal of Science, August 1899; diese Zeitschrift 1, 201, 1900; John Hopkins University Circulars, Juni 1900.

von F. E. Neumann und Drion[1]) vergeblich angestrebt worden. Gewisse nebensächliche Kennzeichen der Erscheinung werden in obiger Arbeit gleichfalls beschrieben. Die verschiedenartigen Ergebnisse wiesen darauf hin, das vielerlei Bedingungen auch ausser der Torsion auf die Grösse der Rotationspolarisation einen Einfluss haben, und die im vorliegenden Referat kurz besprochene Arbeit stellt einen Versuch dar, diese Verhältnisse und ihre Gesetze sowie die Beziehungen zwischen Torsion und Rotationspolarisation zu bestimmen, wenn diese Verhältnisse konstant sind.

Gelatine war das einzige Material, dass sich brauchbar zeigte. Die passendste Zusammensetzung bei den meisten Versuchen war:

19' beste Kalbsfussgelatine auf 5 ccm Wasser und 5 ccm Glycerin.

Ich benutzte eine einfache Polarimeterform mit mechanischen Vorrichtungen zur Erzeugung und Messung von Torsionen und Längskompressionen und Ausdehnungen. Der Polarisator und der Teilkreis des Analysators konnten gedreht werden, so dass man die Rotation in verschiedenen Richtungen leichter messen konnte. In jedem Falle wurden Ablesungen in 8 unsymmetrisch verteilten Ebenen vorgenommen, um Drehungen der Polarisationsebene zu eliminieren, die von der durch die Spannung erzeugten Doppelbrechung hervorgerufen waren.

Die wichtigsten Ergebnisse waren folgende:

Einige typische Beobachtungen sollen wiedergegeben werden; in jedem Falle wurde die natürliche Rotation der Gelatine von der beobachteten Rotation abgezogen, und die Rotationen, die aufgeführt sind, sind die von der Torsion herrührenden Differenzen.

1. Eine seitliche Hülle ist nicht erforderlich, jedoch ist die Rotationspolarisation bei Anwendung einer elastischen Hülle ganz bedeutend erhöht; ein Gelatinecylinder von 8 cm Länge und 2 cm Durchmesser ergab:

	Keine Hülle		Darüber gestreifter Gummischlauch	
Torsion	-170^0	190^0	90^0	-90^0
Drehung	10	−10	−6	9

Wahrscheinlich infolge der die Gelatine vor unregelmässigen Zugkräften schützenden Seitenhülle sind die Ablesungen für Gelatine in Gummischläuchen viel konstanter und waren sie bei der Untersuchung der die Rotation beeinflussenden Verhältnisse oft die einzig möglichen Beobachtungen. Es wurde eine geeignete Länge besonders reinen Gummischlauches gewählt und eine etwa 3 cm lange Messingröhre, deren äusserer Durchmesser ein wenig länger als der innere Durchmesser des Gummischlauches war, ungefähr 1 cm in beide Enden des Gummischlauches hineingesteckt und eine kreisförmige Glasscheibe, die ein wenig breiter war als die Messingröhre, oben auf die Röhre aufgesetzt. Die Röhre wurde hierauf mit der geschmolzenen Gelatine durch einen seitlich angebrachten Spalt vollständig angefüllt. Der Gummischlauch wurde auf die Messingröhre mit Draht festgebunden.

2. Längskompressionen erhöht die Rotation, während Längsausdehnung dieselbe vermindert.

3,7 cm Gelatine in einem weichen Gummischlauch wurden einer Rotation von -90^0 ausgesetzt; die Längenabnahme ist als *positiv* angenommen.

Längenveränderung (mm)	0	1,4	2,5	−1,6	−3,5	−5,4
Rotation	14	35	74	6	5	1

Diese und ähnliche Beobachtungen stimmen, wie der Versuch erwies, sehr genau mit einer empirischen Beziehung von der Form $y = c_1 c_2 x$ überein, wobei y die Rotation, x die Längenveränderung und c_1 und c_2 Konstanten sind; c_2 ist für verschiedene Versuchsobjekte sehr annähernd identisch.

3. Ein hydrostatischer Druck wirkte auf in Gummiröhren tordierte Gelatine ein und zwar mit einem Betrage von bis 160 (engl.) Pfund pro Quadratcentimeter, ohne dass die Rotation eine nennenswerte Veränderung erfahren hätte.

4. Relaxationswirkungen sind sehr augenfällig, können jedoch eliminiert werden, indem man den augenblicklichen Torsionsnullpunkt vor und nach jeder Torsion abliest.

5. Die Vorgeschichte der Gelatine hat einen eigenartigen Einfluss: fortgesetzte vorherige Torsion erhöhte die Rotation bei unmittelbar darauf folgender geringerer Torsion in beiden Richtungen, hat jedoch auf eine grössere Torsion nur geringen Einfluss. Eine schnelle Aufeinanderfolge von Torsionen in entgegengesetzten Richtungen und von kurzer Dauer hat nur geringe Wirkung.

6. Die Rotation bei gegebener Torsion nimmt mit bedeutender Temperaturerhöhung ab.

Wenn man dann den Längenzug konstant erhält, wenn die Relaxationswirkungen eliminiert sind, kleine Torsionen grösseren vorangehen und die Temperatur annähernd konstant erhalten bleibt, so kann man erwarten, dass die Rotationspolarisation einer gegebenen Gelatineröhre innerhalb einer permanenten seitlichen Gummihülle für eine gegebene Torsion konstant und wohl definiert ist. Dies ist denn auch wirklich der Fall. Z. B.:

3 cm Länge Gelatine in einem Gummischlauch.

Am 21. Juli vorm.

Torsion	−90	90	−110	110	−120	120	−130	130
Rotation	1	−4	2	−13	2	−18	2	−26
Summe	5		15		20		28	

Am 21. Juli nachm. Nachdem die Röhre aus dem Instrument herausgenommen worden,

[1]) Verdet, Optique 2, 389.

umgedreht und wieder eingesetzt worden war:

Torsion	60	−60	90	−90	110	−110	120	−120	130	−130
Rotation	−1	1	6	0	−13	0	−21	1	−26	1
Summe	2		6		13		22		27	

Am 22. Juli vorm. Nachdem die Röhre wiederum herausgenommen, umgedreht und wieder eingesetzt worden war:

Torsion	−60	60	−90	90	−110	110	−120	120	−130	130
Rotation	6	0	2	−4	2	−11	3	−17	4	−22
Summe	6		6		13		20		26	

Die Unsymmetrie in beiden Richtungen liegt zum grossen Teile an Symmetriemängeln des Gummischlauches. Die Summe als Mittel der Rotationen zeigt sich sehr angenähert der 4. Potenz der Torsion proportional.

Um sicher zu gehen, dass die Erscheinung nicht durch Reflexionen an den verhältnismässig dunklen Wänden der Gummiröhre beeinflusst war, wurden Beobachtungen mit vollständig planparallelem Lichte vorgenommen, die ganz ähnliche Ergebnisse zeigten.

Folgende unvollkommene Theorie könnte man zur Erklärung der allgemeinen Erscheinung aufstellen. Die durch zwei entgegengesetzt kreisförmig polarisierte Strahlen, die zur Achse eines tordierten Cylinders parallel sind, nacheinander gestörten Punkte liegen auf zwei entgegengesetzten Spiralen. Da die Druck- und Zugkräfte zunehmen, wenn man von der Achse eines tordierten Cylinders ausgeht, so dürften die Verhältnisse auf der von der Achse am weitesten entfernten Seite der Spirale einen bestimmenden Einfluss haben. Die Torsion ruft dann eine Elongation längs der Aussenseite der Spirale hervor, welche dieselbe Torsionsrichtung hat wie der Cylinder, und die dem kreisförmig polarisierten Strahle entgegengesetzten Zeichens angehört, und Kompression längs der Aussenseite der anderen Spirale.

Da im allgemeinen Abnahme der Geschwindigkeit des Lichtes Hand in Hand geht mit Zunahme der Dichte oder Längskompression, so sollte man erwarten, dass der in der zu der Torsion des Cylinders entgegengesetzten Richtung kreisförmig polarisierte Strahl schneller fortgepflanzt werden oder dass die Polarisationsebene in einer der Torsion entgegengesetzten Richtung gedreht werden sollte. Die Lagen der Zugachsen sind derartig, dass Längskompression die Kompression längs einer Spirale stärker erhöht als sie die Längsausdehnung in der Richtung der anderen vermindert, und aus diesem Grunde dürfte sie die Rotation erhöhen.

Worcester, Mass., U. S. A., Polytechnisches Institut. Juli 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 8. August 1903.)

Über eine Methode willkürlicher Umladung Vossscher Influenzmaschinen.

Von J. R. Januszkiewicz.

Obgleich es einem jeden, der mit der Vossschen Influenzmaschine arbeitet, erwünscht sein müsste, völlig Herr zu sein über die jeweilige Lage der Polzeichen (d. h. die Möglichkeit zu haben, in jedem Augenblick den positiven Pol negativ zu machen und umgekehrt), habe ich in der mir zugänglichen Literatur — und zudem nur in der speziell medizinischen — eine einzige, von Bordier herrührende Angabe eines dazu bestimmten Verfahrens gefunden. Dasselbe besteht in folgendem: man legt die beiden Pole an Erde, lässt die Maschine 4 bis 5 Drehungen in der entgegengesetzten Richtung machen und, nachdem die Erdverbindung der Pole aufgehoben, lässt man die Maschine in der gewöhnlichen Richtung weiter gehen, wobei die Polzeichen sich umgekehrt erweisen.

Angesichts der Umständlichkeit dieser Methode, könnte ein anderes, neulich von mir gefundenes Verfahren willkommen sein, welchem der Vorzug der Einfachheit gebührt.

Verbindet man (elektrisch) einen beliebigen Pol der sich in Thätigkeit befindenden Maschine mit der dem anderen entsprechenden Belegplatte der unbeweglichen Glasscheibe, so hören sämtliche Lichterscheinungen sowie das Knastern momentan auf, um nach Aufhebung der genannten Verbindung sich sofort mit umgekehrten Polzeichen wieder einzustellen.

Bei bedeutenden Drehungsgeschwindigkeiten (ca. 1000—1500 pro Min.) braucht diese Verbindung nur momentan zu sein, bei geringeren Geschwindigkeiten dagegen (ca. 200 pro Min.) wird das erwünschte Resultat erst nach einer 10—15 Sek. dauernden Verbindung erzielt. Auch müssen im letzteren Falle die Verbindungskontakte durchaus vollkommen und zuverlässig sein (die Kontaktoberflächen dürfen also nicht lackiert sein).

Die Möglichkeit, jede Vosssche Influenzmaschine mit einer sehr einfachen Vorrichtung zu versehen, die, auf dem beschriebenen Prinzip beruhend, die willkürliche Umladung ermöglicht, liegt auf der Hand, und die mannigfaltigen denkbaren Ausführungsarten derselben bedürfen keiner Beschreibung. Der von mir konstruierte Apparat[1]) hat sich in meiner Erfahrung vollkommen bewährt und steht an Sicherheit der Wirkung dem Wender des galvanischen Stromes kaum nach.

1) Eine horizontale, den Glasscheiben parallele, isolierte Metallachse ist mit zwei orthogonalen, einander parallelen, horizontalen Ästen versehen, deren einer mit einem der Pole, der andere mit der dem anderen Pole entsprechenden Belegplatte vermittels einer Viertelkreisdrehung der Achse gleichzeitig in Berührung gebracht werden kann.



Leider ist es mir nicht möglich eine vollständige Erklärung der beschriebenen Erscheinung zu geben.

(Eingegangen 22. August 1903.)

Über das elektrostationäre Feld in Leitern und Elektrolyten. II.[1])

Von Wladimir v. Nicolajew.

Wenn der Potentialabfall längs eines Stromkreises eine primäre Erscheinung ist, dann ist das Vorhandensein elektrischer Kräfte und infolgedessen eines elektrischen Feldes sowie von elektrostatischen Induktionsröhren, d. h. Faradayschen Röhren, eine notwendige Folge der Verteilung der Potentiale.

Die Gesamtheit der Faradayschen Röhren in Metallen und Elektrolyten bleibt nur sehr kurze Zeit bestehen; so erreicht z. B. bei destilliertem Wasser die Spannung der Röhren den $1/e$ Teil ihres Anfangswertes in einem Zeitraum von der Grössenordnung 10^{-6}. Infolgedessen besteht in Leitern ein ununterbrochener Vorgang der Zerstörung von Röhren und der Bildung neuer Röhren, die an ihre Stelle treten. Das Ergebnis dieses Vorganges ist ein elektrostationäres Feld, und zwar ist in jedem Punkte desselben die Spannung der Röhre konstant. Dieser Vorgang stellt den elektrischen Strom dar. Die in den Röhren aufgespeicherte Energie wird während der Zerstörung als Joulesche Wärme frei; während dieses Vorganges fallen die Richtungen der Faradayschen Röhren mit denen der Stromlinien zusammen. Der Zweck meiner Versuche besteht im Nachweise von mechanischen Kräften, welche in den Elektrolyten auf die Elektroden selbst und auf die eingetauchten leitenden und dielektrischen Körper einwirken.

Über die Drucke an der Kontaktfläche von in Elektrolyten eingetauchten Isolatoren.

Bevor ich die Versuche beschreibe, muss ich einige Worte über das Eindringen von Faradayschen Röhren in Isolatoren, welche mit den Elektrolyten in Berührung stehen, vorausschicken. Es sei K, L, M, N (Fig. 1) ein Glasgefäss, das mit Elektrolyt gefüllt ist, A und B zwei Elektroden, D_1 ein eingetauchtes Dielektrikum; ferner mögen a, b, c, d, e und a, b, f, d, e zwei Stromlinien vorstellen, welche mit Faradayschen Röhren zusammenfallen, die, um das Dielektrikum herum, auf den Wegen b, c, d und b, f, d fliessen; endlich sei A, m, n, p, o, B eine der Stromlinien, die neben den Gefässwänden

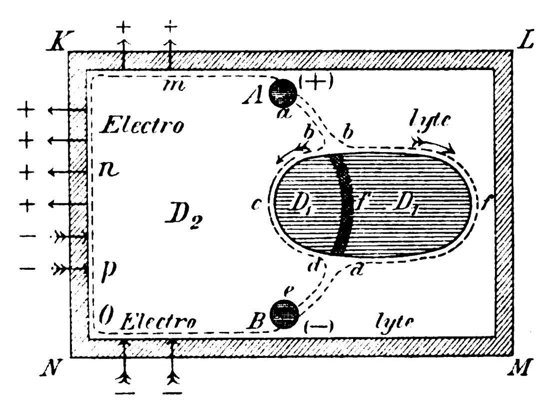


Fig. 1.

gehen. Die freie Oberfläche der Flüssigkeit und die Berührungsfläche mit den Gefässwänden ist mit elektrostatischen Ladungen bedeckt, wie jede äussere Oberfläche eines geschlossenen Stromkreises; die von den geladenen Elementen ausgehenden Röhren sind nach aussen senkrecht zur Oberfläche gerichtet, während die inneren Röhren A, m, n, p, o, B im Elektrolyten zur Oberfläche parallel und zu den äusseren Röhren senkrecht sind; infolgedessen reagieren die inneren und äusseren Röhren nicht aufeinander.

Was die Oberfläche des Dielektrikums D_1, die in den Elektrolyten taucht, anbelangt, so trägt diese keine elektrostatischen Ladungen; wenn wir jedoch zwei Punkte, wie b und d, betrachten, so sehen wir, dass zwischen ihnen eine Potentialdifferenz besteht, und infolgedessen eine Faradaysche Röhre f vorhanden sein muss, welche das Dielektrikum zwischen b und d durchdringt. Diese Röhre endigt in zwei Punkten des Elektrolyten und trägt an der Berührungsstelle zwei entgegengesetzte elektrische Ladungen. Wenn man in dieser Weise Überlegungen anstellt, so sieht man, dass alle Elemente der Oberfläche (bc) Ladungen gleichen Namens und die Elemente der Oberfläche (cd) entgegengesetzte Ladungen tragen. Diese Ladungen sind über die leitende Fläche des Elektrolyten verteilt und da ihre Potentiale verschieden sind, so erzeugen sie einen elektrischen Strom, der durch den Elektrolyten geht, und dessen Richtung entgegengesetzt ist zu der des Stromes b, c, d.

Wie man sieht, wird ein Isolator, der in einen Elektrolyten eintaucht, oder in ein Metall, das von einem elektrischen Strom geschlossen wird, durch die Faradayschen Röhren nicht durchdrungen und bleibt ein vollkommenes Dielektrikum: die Faradayschen Röhren fallen mit den Stromlinien zusammen. Dasselbe Ergebnis, d. h. das Nichtvorhandensein von Röhren würde man finden, wenn die Dielektrizitätskonstante des Leiters D_2 unendlich gewesen

[1]) I: diese Zeitschr. 4, 546, 1903.

wäre. Es ist schwer, die Zeichen der Ladungen an den Enden von Röhren wie *b*, *d* näher anzugeben; gewöhnlich bilden die Ladungen. die ein elektrostatisches Feld hervorrufen, die Enden der Faradayschen Röhren; aber bei elektrostatischen Ladungen, die an der Oberfläche von Stromleitern verteilt sind, liegt die Sache anders. Wenn wir nämlich in dem Leiter *A*, *B* (Fig. 2) einen dielektrischen Cylinder haben,

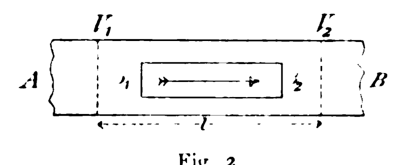


Fig. 2.

dessen äusserste Querschnitte σ_1 und σ_2 sind, so ergeben die Oberflächenladungen mit den Potentialen V_1 und V_2 eine elektromotorische Kraft im Innern des Cylinders; diese Kraft ruft eine Polarisation desselben hervor und man begreift leicht, dass die Röhren (σ_1, σ_2) an den Oberflächenladungen nicht endigen. Es scheint, dass die positive Ladung am Querschnitt σ_2 liegen muss; dann muss jedoch die Richtung der Röhre zu der der Kraft entgegengesetzt werden.

Anmerkung. Wenn die Polarisation der innerhalb von Stromleitern angebrachten Dielektrika nicht bestehen bleibt, so besteht keine von den Oberflächenladungen herrührende Kraft im Innern des Leiters und ist die Verteilung dieser Ladungen sowie ihrer Potentiale eine sekundäre Erscheinung, welche eine Folge des Stromes und durchaus nicht dessen Ursache ist. Im übrigen wird sich diese Frage durch einen Versuch lösen lassen, dessen Beschreibung am Schlusse der Abhandlung gegeben ist.

Die um den Elektrolyten herum fliessenden Röhren rufen Druck- oder Auftriebskräfte auf die Oberflächenelemente in der Richtung der inneren Normalen hervor. Das Vorhandensein dieser Drucke ergiebt sich leicht aus dem transversalen Druck der Faradayschen Röhren.

Es sei z. B. *AB* (Fig. 3) die Trennungsfläche

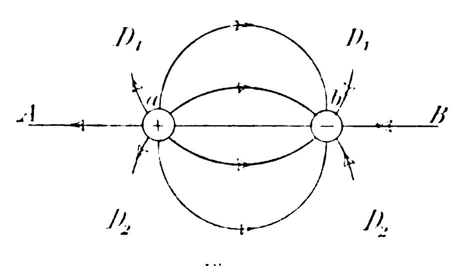


Fig. 3.

der beiden Medien mit den Konstanten D_1 und D_2 und a_1, b seien positiv und negativ geladene Kugeln; die mit Pfeilen bezeichneten Linien stellen die Faradayschen Röhren dar. Wenn D_2 grösser ist als D_1, so sind die Transversaldrucke der Röhren unterhalb von *AB* grösser als die oberhalb vorhandenen; der Unterschied der Spannungen ist

$$= \frac{F^2}{8\pi}(D_2 - D_1).$$

Wie man sieht, wird der Druck der unteren Röhren nicht durch den der oberen Röhren ausgeglichen und müssen wir annehmen, dass die Substanz des oberen Mediums selbst auf die unteren Röhren drückt und auf diese Weise das Gleichgewicht herstellt.

Hingegen reagiert das elastische System der unteren Röhren auf das obere Medium, indem es den Druck desselben auf das untere Medium verringert. Besagte Reaktionen zwischen den Röhren und der Substanz erklären die schönen Versuche von Prof. Quincke. Wenn die Elektroden *a*, *b* beweglich sind, so entfernt sie das Röhrensystem aus dem Medium D_1. Wenn das Medium D_2 (Fig. 3) ein Elektrolyt ist, so dringt keine von den Elektroden ausgehende Röhre in das Medium D_1, und da die von den elektromotorischen Ladungen der Oberfläche *AB* ausgehenden Röhren auf den danebenliegenden elektrolytischen Röhren senkrecht stehen, so wird der Druck des Röhrensystems ausschliesslich durch die Reaktion des Mediums D_1 ausgeglichen.

Die Druckkräfte auf das Medium D_1 können durch die Theorie der Fernkräfte nicht erklärt werden. Keine Kraftlinie durchdringt nämlich die Trennungsfläche der beiden Medien, und infolgedessen gibt es keine fiktiven Ladungen und kann man den Druck nicht durch die Reaktionen zwischen solchen Ladungen und den Ladungen von *A* und *B* erklären. Der Körper D_1 (Fig. 1) erfährt einen Auftrieb nach *b*, *c*, *d* und nach *b*, *f*, *d* hin; aber da die Stromlinien und infolgedessen die Faradayschen Röhren bei *c* stärker sind, so strebt die Resultante der Stosskräfte danach, den Körper aus der Linie der Elektroden zu entfernen, wo das Feld am stärksten ist; hingegen werden die Elektroden, wenn sie beweglich sind, von den Faradayschen Röhren in entgegengesetztem Sinne von rechts nach links fortgezogen.

Die Gefässwände erfahren selbst von seiten der Röhren *A*, *m*, *n*, *p*, *o* (Fig. 1) Stosskräfte, welche den transversalen Drucken dieser Röhren gleich sind, weil die äusseren Röhren auf sie nicht einwirken; wenn die Linie *A*, *B* der Elektroden nicht in Bezug auf die Wände symmetrisch wäre, so würden die auf das Gefäss selbst wirkenden Stosskräfte eine Resultante ergeben. Wenn selbst der eingetauchte Isolator (Fig. 1) eine Dielektrizitätskonstante D_1 hätte, welche grösser wäre, als die des umgebenden Leiters (D_2), so würde er sich doch ebenso verhalten, d. h. von dem Feld abgestossen werden.

Die auf in Elektrolyte eingetauchte Leiter wirkenden Kräfte.

Es sei *a, c, d, b* (Fig. 4) die den Elektrolyten und mit ihrem Mittelteile *cd* den leitenden Körper durchfliessende Stromröhre. Wir wollen mit σ_1 und σ_2 die Oberflächen der Elemente *c* und *d*, mit ϱ_1 und mit ϱ_2 die Dichten des Stromes am Element σ_1 auf beiden Seiten des Elementes bezeichnen; ferner seien α_1 und α_2 die Winkel zwischen den Stromrichtungen auf beiden Seiten von σ_1 und den Normalen auf

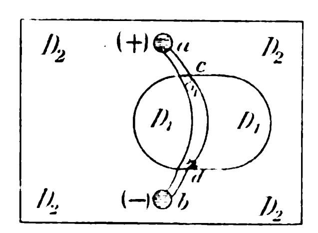


Fig. 4.

dem Element σ_1, D_1 und D_2 die elektrischen Permeabilitäten auf beiden Seiten von σ_1; ferner F_1 und F_2 die elektrischen Kräfte, die auf beiden Seiten von σ_1 normal wirken, d. h. im Leiter und im Elektrolyten liegen; schliesslich mögen λ_1 und λ_2 die spezifischen Leitfähigkeiten auf beiden Seiten von σ_1 bedeuten; wir erhalten dann

$$F_1 = \varrho_1 \cdot cos(\alpha_1) / \lambda_1$$
$$\text{und } F_2 = \varrho_2 \cdot cos(\alpha_2) / \lambda_2.$$

Die normalen Spannungen T_1 und T_2 der Faradayschen Röhren auf beiden Seiten von σ_1 werden ausgedrückt durch die Formeln

$$T_1 = D_1 [\varrho_1 \cdot cos(\alpha_1)]^2 / 8\pi \lambda_1^2,$$
$$T_2 = D_2 [\varrho_2 \cdot cos(\alpha_2)] / 8\pi \lambda_2^2 =$$
$$D_2 [\varrho_1 \cdot cos(\alpha_1)] / 8\pi \lambda_2^2.$$

Wenn T_2 grösser ist als T_1, so wirkt eine Kraft $(T_2 - T_1)\,\sigma_1$ senkrecht auf das Element σ_1 des Leiters D_1 und ausserhalb von D_1. Die Resultante aller elementaren Spannungen wird danach streben, den Körper in den intensivsten Teil des Feldes zu bringen. Im anderen Falle wird die Spannung innerhalb von D_1 nicht durch die innerhalb von D_2 vorhandene aufgehoben und wird die Kraft $(T_1 - T_2)\,\sigma_1$, die auf das Element σ_1 des Elektrolyt D_2 innerhalb von D_1 wirkt, eine Stosswirkung von seiten des Mediums D_2 auf das Element σ_1 des Körpers D_1 hervorrufen; die Resultante dieser Drucke strebt danach, den Leiter D_1 in die schwächsten Teile des Feldes zu bringen. Letzterer Fall tritt, wenn ein Leiter aus dem Felde herausgetrieben wird, in einem gewöhnlichen Felde, wo die Leitfähigkeit nicht in Betracht kommt, nicht auf, während hier der Einfluss der Leitfähigkeit den der elektrischen Permeabilität *D* überwiegen kann, umsomehr, als die Spannungen der Röhren umgekehrt proportional zu den Quadraten der Leitfähigkeiten und direkt proportional zu den ersten Potenzen der elektrischen Permeabilitäten sind.

Zusammenfassung.

1. Um den auf eingetauchte Dielektrika ausgeübten Auftrieb zu berechnen, kann man letztere als völlig frei von elektrischer Permeabilität betrachten; da der elektrostatische Induktionsfluss in der Richtung des Stromes geht, so gehen die ponderomotorischen Kräfte, die auf die Elektroden einwirken, in der Richtung der Stromlinien.

2. Die Bewegungen von in Elektrolyte eingetauchten Isolatoren und Leitern haben stets die Wirkung, dass der Widerstand verringert und die Stromstärke vergrössert wird. Die Richtungseinstellung von eingetauchten Körpern erfolgt auch derart, dass der Strom den geringsten Widerstand erfährt, und um sich die Einstellung der Isolatoren zu vergegenwärtigen, darf man nicht vergessen, dass dieselben völlig frei von elektrischer Permeabilität sind.

Die Wahl eines Elektrolyten. Alle Versuche wurden mit recht reinem destillierten Wasser angestellt; da dieses grossen Widerstand besitzt, so konzentriert es die Potentialdifferenz gut und erhöht infolgedessen die elektrischen Kräfte, die darin wirken; da es ferner grosse Permeabilität besitzt (79—81), so trägt es zur Entwicklung der bedeutenden Längsspannungen und seitlichen Drucke der Faradayschen Röhren bei und erhöht infolgedessen die ponderomotorischen Wirkungen.

Versuch 1. Die beiden Elektroden aus Zinnfolie *A, B* und *C, D* (Fig. 5) tauchen senkrecht in destilliertes Wasser neben der Wand *MN*; um ihre relative Bewegung zu zerstören, werden sie durch leichte Verbindungsstücke aus Glimmer zusammengehalten. Die

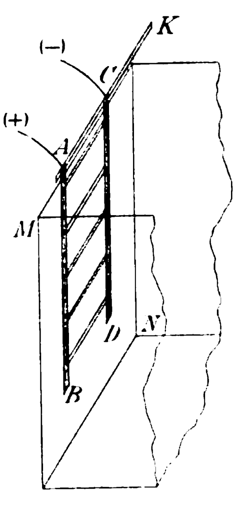


Fig. 5.

Faradayschen Röhren drücken auf die Wände M, N (Fig. 6) und M_1, N_1, aber die Resultante der Drucke auf erstere ist stärker, als die auf die andere wirkende, und infolgedessen ist die Reaktion auf die Elektroden bei M, N grösser und entfernt sich die Zinnfolie hiervon.

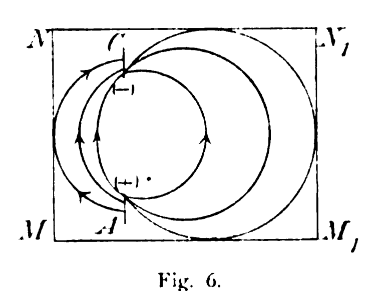


Fig. 6.

Versuch 2. Wenn bei eben beschriebenem Versuch die Elektroden fest und das Gefäss selbst beweglich gewesen wäre, so würde sich letzteres in entgegengesetztem Sinne bewegen. Um diesen Versuch auszuführen, füllt man ein rundes Glas K (Fig. 7), das auf dem Wasser

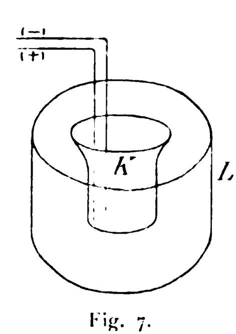


Fig. 7.

eines anderen Gefässes L schwimmt, mit Wasser an; die festen Elektroden tauchen in das Wasser des ersten Glases, und wenn die Batterie oder der Transformator geschlossen wird, so sieht man, wie das Glas K einige Bewegungen hin und her macht und schliesslich eine in Bezug auf die Elektroden symmetrische Stellung einnimmt.

Versuch 3. Die Richtungseinstellung von länglichen Körpern. Die inneren Seiten der beiden Parallelwände A, B und C, D (Fig. 8) eines Gefässes werden mit den als Elektroden dienenden Zinnfoliestreifen bedeckt; das Gefäss

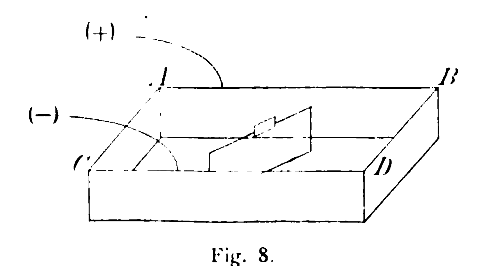


Fig. 8.

wird mit Wasser gefüllt, und wenn der Strom hindurchgeht, so kann man das elektrostatische Feld als gleichförmig und zu den Seiten A, C und B, D parallel liegend ansehen; wenn man in das Wasser eine vermittels eines Korkens zum Schwimmen gebrachte Glimmerplatte einbringt, so sieht man, dass dieselbe sich axial einstellt.

Wir haben bei einem früher mitgeteilten Versuch[1]) gesehen, dass eine Glimmerplatte aus dem elektrostatischen Felde herausgetrieben wird, d. h. dass sie sich wie ein Diamagnetikum im Magnetfelde verhält; nun sehen wir, dass sie sich axial wie ein ferromagnetischer Körper einstellt. Die Erklärung dieses anscheinenden Widerspruches wird in Nummer 20 (**4**, 549, 1903) dieser Zeitschrift von Herrn Prof. Emil Cohn gegeben.

Versuch 4. In obigem Gefäss (Fig. 9) schwimmt eine auf der einen Seite mit Zinn-

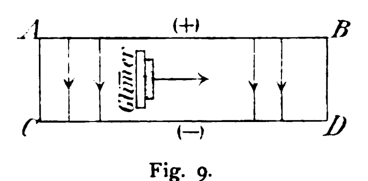


Fig. 9.

folie bedeckte Glimmerplatte; nach erfolgtem Stromschluss stellt sich die Platte axial ein und führt eine translatorische Bewegung aus, indem die metallische Seite fortwährend nach vorn und der Glimmer nach hinten gekehrt bleibt (Fig. 9).

Die Ursache der Bewegung liegt vor allem in dem Auftrieb von seiten der Röhren, die nach dem Glimmer zu liegen und zum kleinen Teile an den Spannungen auf der metallischen Seite, die senkrecht auf die Oberfläche wirken.

Versuch 5. In ein mit Wasser angefülltes Gefäss (Fig. 10) tauchen zwei senkrechte Elek-

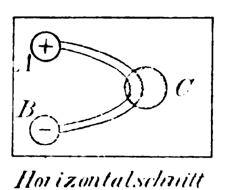




Fig. 10.

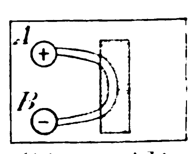


Fig. 11.

troden A und B. Wenn man in das Wasser einen dicken Wattedocht C eintaucht, der mit Kupfersulfat angefeuchtet ist, so sieht man, dass derselbe sich nach den Elektroden hin bewegt. Die Leitfähigkeit des Sulfates ist gegenüber der des Wassers sehr erheblich. Die Spannungen der Faradayschen Röhren sind im Wasser grösser und infolgedessen werden die pondero-

1) Diese Zeitschr. **4**, 549, 1903



motorischen Kräfte auf die Sulfatmoleküle nach aussen wirken und danach streben, sie in die stärksten Teile des Feldes zu bringen. Bei diesem Versuch kann man die Elektroden horizontal anbringen (Fig. 11). Wenn man an Stelle von Sulfat oder einem schwimmenden Leiter ein Dielektrikum eintaucht, so wird dieses aus dem Feld herausgetrieben.

Versuch 6. Um bei Nichtvorhandensein einer Einwirkung der Oberflächenladungen auf die Dielektrika, die innerhalb von Metallen und Elektrolyten angebracht sind, sicher zu gehen, schlagen wir folgenden Versuch vor: Gegeben sei ein Paraffincylinder, in dessen Innern in axialem Querschnitt sich eine Metallplatte befindet. Wenn man diesen Cylinder in destilliertes Wasser taucht, das von den parallelen Röhren eines gleichmässigen Feldes durchzogen wird (Fig. 8), so können zwei Fälle eintreten: entweder stellt sich die im Paraffin verborgene Metallplatte in der Richtung der Kraftröhren ein, oder sie bleibt unbeeinflusst. Wenn man letzteren Fall beobachtet, so ist dies ein Beweis für den Umstand, dass keine Verteilung der Oberflächenladungen durch die leitende Masse hindurch wirkt, dass vielmehr diese stets die Rolle eines elektrischen Schirmes spielt.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 19. August 1903.)

Über die Entstehung des Induktionsstromes.

Von J. J. Taudin Chabot.

Der Grundgedanke des Rowlandschen Versuchs über die Entwickelung eines ruhenden magnetischen durch die Fortbewegung eines elektrischen Feldes spricht ebenso aus dem Nachweis, dass ein ruhendes elektrisches Feld im Bereiche eines fortbewegten magnetischen vorkommt, oder aber, dass, wenn beide Felder primär vorhanden, die Fortbewegung des einen mit einer solchen des anderen verbunden ist. Das Schwinden wohl aller Bedenken gegen die Beweiskraft von Rowlands[1]) und seiner Nachfolger[2]) Arbeiten mit dem Wegfall schliesslich noch von Crémieus[3]) Einwänden, lenkt um so mehr die Aufmerksamkeit auf diese weiteren zwei Erscheinungsformen des dreieinheitlichen Problems.

1) Rowland, Pogg. Ann. **158**, 487, 1876.

2) Himstedt, Wied. Ann. **38**, 560, 1889; Rowland u. Hutchinson, Phil. Mag. (5) **27**, 445, 1889; hingegen Lecher, Rep. d. Phys. **20**, 151, 1884. Ferner u. a. Thomson, Phil. Mag. [5] **11**, 229, 1881; Fitzgerald, Phil. Mag. [5] **13**, 302, 1882; Liénard, Écl. Él. **16**, 5, 1898. Auch die zahlreichen Veröffentlichungen über die Ablenkung der Kathodenstrahlen im Magnetfelde sind hier nicht zu übersehen.

3) Crémieu u. Pender, C. R. **136**, 955. 1903.

Die Beobachtung Lodges[1]), der Ablenkung einer elektrischen Ladung bei Bewegung eines Magnets, bezw. eines Magnetfeldes, dürfte sodann auch hier — trotz Crémieu[2]) — die mit der Bewegung geschaffene Existenz eines ruhenden elektrischen Feldes beweisen. Betrachten wir jetzt den Fall, indem das ruhende Feld als Ladung eines Massensystems sich manifestiert (wenn gleich Lodge selbst zu einem Resultat im freien Dielektrikum zu gelangen suchte und offenbar gelangt ist).

Allsogleich wie die Ladung des Systems beim Eintreten der Bewegung vorhanden ist, kann man sie ableiten, d. h. mit der entgegengesetzten ausgleichen, und dennoch bei andauernder Bewegung im nächsten Augenblick abermals eine Ladung konstatieren. Leitet man auch diese ab, so entsteht sofort eine dritte Ladung, die ihrerseits abfliessend, wenn der Weg offen, alsbald einer vierten Platz macht, u. s. w.; für unendlich kleine Zeitintervalle zwischen Ladung und Entladung findet solchergestalt ein kontinuierliches Abfliessen statt, resultiert ein „elektrischer Strom". Die elektromotorische Kraft dieses Stromes, welche mit der Bewegung des Magnets in die Erscheinung tritt, ist nun aber nichts anderes, wie die elektromotorische Kraft der Gleichpolinduktion[3]): den elektrometrischen Nachweis freier, infolge der Induktion vorhandenen Elektrizität an den Enden der mit dem offenen Kreise einer gewöhnlichen Unipolarmaschine verbundenen Leitung hat Grotrian[4]) geführt. Zugleich erkennt man die Inversion jener von Lodge getroffenen Anordnung als Grundform aller Gleichpolrotationsapparate, das Rowlandsche Dispositiv als Analogon zum einfachen Solenoid.

Es bleibt zu betonen, dass alle Bewegung hier stets translatorisch ist: der einzelne Magnetfaden rotiert niemals und kann nicht rotieren oder rotierend gedacht werden. Nachdem aber die translatorische Bewegung der bequemeren Beobachtung wegen meistens in eine geschlossene Bahn gelenkt, somit zu einer Umlaufsbewegung um die Bahn der „Elektrizität" gemacht wird, und der Magnetfaden diese nicht allein, sondern als Element eines räumlich ausgedehnten Systems zahlreicher paralleler Fäden ausführt, hat die augenfällige Rotation (Achsendrehung) dieses Systems als Ganzes, d. h. des Magnets, hier überhaupt nur Rotationen sehen lassen, und so u. a. die konfuse Frage gezeitigt, ob wohl das Feld eines rotierenden Magnets an der Rotation teil hat oder nicht. Dass ferner die elektromotorische

1) Lodge, Phil. Mag. (5) **27**, 469, 1889.

2) Crémieu, C. R. **134**, 1423, 1902.

3) Über dieses Wort, statt „Unipolarinduktion", vgl. meinen Vorschlag, Phil. Mag. [5] **47**, 331, 1899.

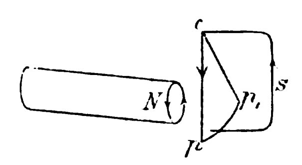
4) Grotrian, Ann. d. Phys. **6**, 794, 1901.

Kraft der Induktion einem „Schneiden" von Kraftlinien durch Leiterteile entspringen sollte, die „Kraftlinien" also doch wohl beweglich sein müssten, trug nur dazu bei, die Konfusion noch zu steigern. Der oben von mir, wie ich glaube, erstmals gegebene Hinweis auf den wahren Ursprung der elektromotorischen Kraft der Induktion dürfte indessen einer klaren Auffassung auch jener ersten Frage den Weg öffnen: Der translatorisch bewegte Magnetfaden, mithin auch ein solcher, der eine Umlaufsbewegung ausführt, bleibt von seiner Einflusssphäre umgeben; folgen sich nun mehrere Magnetfäden unmittelbar hintereinander, so nimmt zwar immer noch ein jeder seine individuelle Einflusssphäre mit, allein es unterliegt, weil von diesen jede vorhergehende ganz gleich jeder nachfolgenden, ein jeder äussere Punkt der unveränderten Beeinflussung so lange, bis der letzte Magnetfaden mit seiner Einflusssphäre abgezogen ist. In Bezug auf jenen Punkt ruht also das Feld als Ganzes; die Thatsache der statthabenden Induktion widerspricht nicht der Annahme solcher Kontinuität, denn — sie steht zu ihr in gar keiner Beziehung.[1]) Auch hier wieder hat anscheinend der Faradaysche Genius sich vorahnend geäussert[2]): „the magnet may even, in certain cases, be considered as revolving among its own forces and producing a full electric effect sensible at the galvanometer."

Die experimentellen Grundlagen obiger Darlegung enthalten noch einiges bisher Unerklärtes, einerseits bei Crémieu, andererseits bei Grotrian: Diesem fiel es auf, dass die elektromotorische Kraft der Gleichpolinduktion, wenn durch die Rotationsversuche geliefert, grösser als wenn aus dem freien Magnetismus des drehbaren Magnets (während er ruht) berechnet, jener traf verschiedenes Unerwartetes, scheinbar Anomales, namentlich bei der Rotation des Dielektrikums, u. a. einen grösseren Wert der magnetischen Induktion beim Entladen als beim Laden desselben, eine manchmal wachsende Durchdringbarkeit des Dielektrikums für elektrische Ladungen u. s. w. Diese Einzelheiten weisen anscheinend nichts auf, was mit der vertretenen Anschauung vom Ursprung des Induktionsstromes unverträglich wäre; sie könnten demnach hier vielleicht übergangen werden. In Ergänzung des Übrigen aber mögen sie immerhin eine kurze Erörterung finden.

Aus der Faraday-Maxwellschen Vorstellungswelt heraus lassen sich offenbar die noch unerledigten Punkte nicht weiter behandeln; zieht man jedoch einzelnes der älteren Wilh. Weberschen Ideen hinzu, so dürften gewisse Ausblicke sich öffnen: Durch die genügend schnelle Rotation wird den zufällig vorhandenen (zunächst wohl im gasförmigen Dielektrikum) Elektrizitätsteilchen, Ionten, eine grössere freie Weglänge geschaffen oder ihre kinetische Energie erhöht, sonach teils elektrische, teils magnetische Energie des Iontenfeldes gewonnen, und damit entsteht die Frage, ob, wenn nun die Iontenzahl durch Zusammenstoss in rascher Progression wächst, nicht auch derart die magnetische Energie gesteigert wird, dass scheinbar des drehenden Magnets freier Magnetismus sich höher stellt im Werte als jener desselben Magnets, wenn er ruht, sowie zugleich, ob nicht eine Iontosierung auch am rotierenden festen Dielektrikum dessen Durchlässigkeit für elektrische Ladungen erhöht und mehreres veranlasst, das sich durch eine vermehrte Leitfähigkeit des dielektrischen Milieus erklären lässt. Im allgemeinen wirkt jedenfalls auch hier das hervorgerufene elektrische oder magnetische Feld auf die Bewegung elektrisch nicht neutraler Teilchen richtend ein.

Nunmehr erübrigt es noch den Zusammenhang zwischen Gleichpolinduktion, bezw. -rotation, und Wechselpolinduktion, bezw. -rotation[1]), klarzulegen; ein blosses Schema veranschaulicht am einfachsten den inneren Verband, bezw. die Identität beider Erscheinungsgruppen.



Wir betrachten zunächst nur die geschlossene Leiterfigur $c\,p\,p_1\,c$, deren Ebene, etwa von rechts nach links normal durch das Feld eines Magnetpoles N bewegt werden mag; der Punkt c kann an seinem Platze bleibend gedacht werden. Es resultiert ein Induktionsstrom von c nach p (über p_1 in sich geschlossen), welcher verschwindet, bis die Leiterfigur symmetrisch vor dem Pole steht und wieder hervortritt, von c nach p_1 (über p in sich geschlossen) bei der Weiterbewegung. Dieses ist die Grundform der

1) Hoppes Beobachtung (Mitth. math. Ges. Hamburg, **4**, 3, 1903), daß die ruhende Eisenfeilefigur auf einem horizontalen gelochten Blatt um den Pol eines vertikalen rotierenden Magnets nicht mehr streng radiale, sondern leicht tangentiale Struktur zeigt, dürfte als Neuestes in dieser Materie, weniger ein Mitrotieren des Kraftfeldes beweisen, als wohl zu verstehen sein, daß man es hier zu tun hat mit einer Art Umkehrung der Erscheinung des sogen. Rotationsmagnetismus. Sämtliche Gleichpolrotationsapparate zählen ja vor allem zu den Asynchronmotoren.

2) Exp. Res. **3**, 337 (§ 3090), 1855 (bei der Royal Institution eingegangen 22. Oktober 1851, daselbst gelesen 27. November oder 11. Dezember 1851).

1) Über diese Worte zur Bezeichnung der Verhältnisse bei Dynamomaschinen und Elektromotoren meist verbreiteter Bauart, wo stets beide Pole abwechselnd wirksam sind, vgl. meinen Vorschlag: Phil. Mag. [5] **47**, 331, 1899.

Wechselpolinduktion für Induktoren, Dynamomaschinen u. dgl. — Jetzt beachten wir auch den Nebenschluss s: Er verbindet gleichfalls c mit pp_1, liegt aber fest im Raume. Während der umschriebenen Bewegung der Leiterfigur $c\,p\,p_1\,c$ floss der Strom anfangs von c nach p, dann von c nach p_1, d. h. beide Male gleichsam von c aus; indessen die Leiterstrecke s als Nebenschluss wirkte zunächst zu $p_1\,c$ dann zu $p\,c$, d. h. wiederholt den Strom von $p_1\,p$ nach c führte: obwohl mithin die Stromrichtung in der geschlossenen Leiterfigur $c\,p\,p_1\,c$ wechselte, blieb sie im Nebenschluss s unverändert. Dieses ist die Grundform der Gleichpolinduktion, zu deren begrifflichen Vervollständigung man nur mehr c als Centrum, $p\,p_1$ als Peripherieteil einer vor dem Pole N rotierenden Scheibe mit unendlich vielen Radien cp, cp_1 sich vorzustellen braucht. — Gilt andererseits der Strom als Gegebenes, die Bewegung als Resultierendes, so beleuchtet das Schema die Identität von Gleichpolrotation und Wechselpolrotation.

Diese Ausführungen lassen erkennen, wie die Wechselpolerscheinungen, Induktion und Rotation, weiter nichts sind als Derivate der entsprechenden Gleichpolerscheinungen, welche einzig primar existieren; es giebt immer nur eine elektromagnetische Induktion, die Gleichpolinduktion und eine elektromagnetische Rotation, die Gleichpolrotation.

Wo eine möglichst durchsichtige Anordnung der Materie dieses Gebiets erwünscht scheint, so im Unterricht, sollte wohl diese Thatsache vorausgeschickt werden, unter Hinweis auf die Entstehungsgeschichte der eigentlich wirksamen elektromotorischen oder molimotorischen[1]) Kraft überhaupt nach Massgabe der gegebenen Verhältnisse des eingangs geschilderten dreieinheitlichen Urproblems.

Die Bedeutung der hier von einer neuen Seite berührten Fragen, wo ausserdem, — mit Edlund u. a., — Erklärungen versucht werden der elektrischen Erscheinungen in der Atmosphäre, sowie, mittelbar, wo erdmagnetische und auch gewisse kosmische Vorgänge in Betracht kommen, braucht kaum nochmals hervorgehoben zu werden.

1) Massenbewegende, bei den Rotationsapparaten thätige Kraft; statt „ponderomotorisch".

Degerloch (Wttbg.), September 1903.

(Eingegangen 16. September 1903.)

Die Eigenschaften des Glimmstromes in freier Luft.[1])

Von J. Stark.

1. Glimmstrom bei niedrigem und bei hohem Drucke im Wesen identisch. — In speziellen Abhandlungen und in zusammenfassenden Darstellungen ist häufig ein Unterschied gemacht zwischen den elektrischen Erscheinungen in Gasen von niedrigem Drucke und denjenigen in Gasen von hohem Drucke. Diese Unterscheidung ergab sich daraus, dass sowohl über die elektrische Entladung in freier Luft bei etwa 760 mm Druck wie über diejenige in Gasen von etwa 10 mm Druck abwärts zahlreiche Untersuchungen vorlagen, dass dagegen für den Druckbereich 760—10 mm die Untersuchungen spärlich waren; dazu kam, dass die elektrischen Erscheinungen bei hohem und bei niedrigem Drucke äusserlich ein verschiedenes Ansehen bieten. Indes ist jene Unterscheidung nicht in der Sache begründet; im Wesen sind nämlich die elektrischen Erscheinungen bei hohem und bei niedrigem Drucke gleich; zwischen ihren Eigenschaften herrscht nämlich vollkommene Übereinstimmung oder, soweit sie Funktionen des Druckes sind, kontinuierlicher Übergang. Dies soll an dem Beispiel des Glimmstromes im folgenden gezeigt werden; über dessen Eigenschaften bei niedrigem Drucke ist in des Verf. Buch: Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, zusammenfassend berichtet; über den Glimmstrom in freier Luft sind von M. Töpler[1]), dem Verf.[2]) und W. Kaufmann[3]) Messungen angestellt worden.

In freier Luft wie bei niedrigem Drucke besitzt der Glimmstrom die gleichen Bestandteile: negatives Glimmlicht, dunklen Zwischenraum, positive Lichtsäule; die Grundfläche des negativen Glimmlichtes wächst in beiden Fällen mit zunehmender Stromstärke und steigender Temperatur, der Querschnitt der positiven Lichtsäule wird ebenfalls mit der Stromstärke grösser. In beiden Fällen ist der normale Kathodenfall (Spannungsdifferenz zwischen Kathode und negativer Glimmschicht) derselbe; dies entspricht der von Warburg und anderen festgestellten Thatsache, dass der normale Kathodenfall bei niedrigem Drucke unabhängig von dessen Wert ist. Das Spannungsgefälle in der positiven Lichtsäule ist eine Funktion des Druckes, wie die Untersuchung bei kleinen Werten desselben zeigt; in freier Luft bei atmosphärischem Drucke

1) Über den Glimmstrom in freier Luft wurden von mir in dieser Zeitschrift (4, 535, 1903) einige Messungen veröffentlicht. Ihre Resultate wurden im wesentlichen von Herrn Kaufmann (diese Zeitschr. 4, 578, 1903) bestätigt; Abweichungen glaubte er aus Ungenauigkeit meiner Messungen erklären zu können. Wie ich indes zeigte (diese Zeitschr. 4, 605, 1903), sind sie in der Verschiedenheit beider Versuchsanordnungen begründet. In einer weiteren Mitteilung (diese Zeitschr. 4, 653, 1903) kommt Herr Kaufmann nochmals auf die strittigen Punkte zurück; da er aber sachlich nichts Neues beibringt, ist wohl ein näheres Eingehen auf jene Mitteilung nicht notwendig.

1) M. Töpler, Wied. Ann. 66, 671, 1898.
2) J. Stark, diese Zeitschr. 4, 535, 1903.
3) W. Kaufmann, diese Zeitschr. 4, 580, 1903.

besitzt es einen höheren Wert, wie es eben der höhere Druck verlangt. Doch hängt es hier wie dort in gleicher Weise von Stromstärke und Temperatur ab; es nimmt mit wachsender Stromstärke erst schnell, dann langsamer ab und wird mit steigender Temperatur kleiner.

In freier Luft wie bei niedrigem Drucke sind es die negativen Elektronionen, welche durch ihren Stoss das durchströmte Gas ionisieren, sowohl in der negativen Glimmschicht wie in der positiven Lichtsäule. Speziell haben wir in der Glimmschicht des Glimmstromes in freier Luft Kathodenstrahlen vor uns; da sie keine grosse Geschwindigkeit (ungefähr $1 \cdot 10^9$ cm $\cdot$ sec^{-1}) besitzen und der Gasdruck hoch ist, so werden sie bereits auf kurzer Strecke im Gase absorbiert; die negative Glimmschicht ist darum in freier Luft entsprechend kürzer als bei niedrigem Drucke.

2. Selbsterwärmung im Glimmstrom. — Wie ein metallischer Leiter von einem durchfliessenden Strome erwärmt wird, so erhitzt auch der Glimmstrom das von ihm durchlaufene Gas. Betrachten wir einen dünnen Platindraht, der von zwei Zuleitungsdrähten gehalten wird und vom elektrischen Strome durchflossen ist. Ein Teil der im Platindraht erzeugten Jouleschen Wärme fliesst aus ihm nach den beiden Zuleitungsdrähten ab. Infolge dieser Fortleitung von Wärme ist einmal die Temperatur des Platindrahtes niedriger, als sie ohne Fortleitung sein würde; sodann ist sie auch auf ihm räumlich variabel, sie ist am niedrigsten unmittelbar an den Zuleitungsdrähten, am höchsten in der Mitte des Platindrahtes. Die Temperatur in der Mitte des Drahtes nimmt, wie leicht zu verstehen ist, zu mit wachsender Drahtlänge. Mit der Dicke der Zuleitungsdrähte variiert die Fortleitung der Wärme aus dem erhitzten Platindraht. Es sind zwei Grenzfälle zu unterscheiden. Erstens können die Zuleitungsdrähte so dick sein, dass ihre Temperatur bei elektrischer Erhitzung des Platindrahtes sich nicht ändert; in diesem Falle ist bei konstanter Stromstärke im Platindraht einmal dessen Temperatur am niedrigsten, sodann ist auch die Temperaturdifferenz zwischen der Mitte und den Enden des Drahtes am grössten. Mit abnehmender Dicke der Zuleitungsdrähte steigt die Temperatur und sinkt jene Temperaturdifferenz. Der zweite Grenzfall ist der, dass die Zuleitungsdrähte infolge ihrer geringen Dicke dem Platindraht im Verhältnis zu der ganzen in diesem entwickelten Wärme unendlich wenig Wärme entziehen; in diesem Falle ist die Temperatur des Drahtes die höchst mögliche, die Temperaturdifferenz zwischen der Mitte und den Enden des Drahtes ist Null geworden.

Die vom Glimmstrom in freier Luft durchflossene erhitzte Strecke verhält sich nun ähnlich wie der Platindraht; die Elektroden spielen die Rolle von Zuleitungsdrähten. Je dicker die Elektroden sind, desto niedriger ist die mittlere Temperatur der durchströmten Luftstrecke, desto grösser der Spannungsabfall in der positiven Lichtsäule. In der That ist bei gleichem Elektrodenabstand und gleicher Stromstärke die Elektrodenspannung für dünne, wenig abkühlende Platinelektroden kleiner als für dicke, stark abkühlende Kupferelektroden. So fand der Verfasser für 1 mm Abstand und 9,6 Milliampère Stromstärke für 0,49 mm dicke Platinelektroden als Elektrodenspannung 410 Volt, Kaufmann für 1,5—3 mm dicke Kupferelektroden für 1 mm Abstand und 10,1 Milliampère 475 Volt.

Auch nimmt in der Mitte der Bahn des Glimmstromes die Temperatur mit wachsendem Elektrodenabstand zu. Dies ist aus der Beobachtung zu schliessen, dass die Temperatur der Elektroden bei konstanter Stromstärke wächst mit zunehmendem Elektrodenabstand (vgl. des Verf. demnächst in den Ann. d. Phys. erscheinende Abhandlung „Zur Kenntnis des Lichtbogens“ § 19). Diese Variation der Temperatur mit dem Elektrodenabstand bei konstanter Stärke des Glimmstromes ist offenbar um so grösser, je grösser die Abkühlung durch die Elektroden ist.

Endlich ist aus der Analogie zu schliessen, dass die Temperaturdifferenz zwischen der Mitte und den Enden der Strombahn mit der Abkühlung durch die Elektroden, also mit deren Dicke zunimmt.

Wegen dieser Abhängigkeit der Temperatur in der Bahn dieses Glimmstromes sind wenig abkühlende dünne Elektroden bei solchen Untersuchungen vorzuziehen, welche Konstanz der Temperatur voraussetzen.

3. Elektrodenspannung bei kleinem Elektrodenabstand. — Der Glimmstrom ist dadurch charakterisiert und vom Lichtbogen unterschieden (Zur Kenntnis des Lichtbogens § 2), dass die Spannungsdifferenz zwischen Kathode und negativer Glimmschicht nicht unter ein bestimmtes mehrere Hundert Volt betragendes Minimum (normaler Kathodenfall) sinken kann. Ist die Anode der Kathode so nahe, dass sie sich in der negativen Glimmschicht befindet, so ist die Elektrodenspannung gleich dem Kathodenfall und, solange sie sich in der Glimmschicht bewegt, behält sie diesen Wert nahezu unverändert bei. Ist in diesem Falle der Kathodenfall normal, so ist wie dieser so auch die Elektrodenspannung gleichzeitig unabhängig von Stromstärke und Elektrodenabstand. Nähert sich die Anode

schwindet an den Stellen, wo dies geschieht, die Glimmschicht und es sind dann zwei Fälle zu unterscheiden. Kann das unterdrückte Stück Glimmschicht an einer anderen Stelle der Kathode sich neu bilden, ist also diese noch nicht ganz mit Glimmlicht bedeckt, so bleibt der Kathodenfall und damit die Elektrodenspannung ungeändert normal auch für Elektrodenabstände, die kleiner sind als die Länge des Kathodendunkelraumes. Wenn dagegen die ganze Kathode bereits mit Glimmlicht bedeckt ist, so steigt bei weiterem Vordringen der Anode gegen die Kathode schnell die Elektrodenspannung mit abnehmendem Elektrodenabstand (Die Elektrizität in Gasen S. 198).

Bei höherem Drucke und vor allem in freier Luft ist der Kathodenfall in der Regel normal, darum ist in diesen Fällen die Elektrodenspannung V für sehr kleine Elektrodenabstände l unabhängig von diesen und von der Stromstärke. Da die Länge des Kathodendunkelraumes und der negativen Glimmschicht abnehmen, wenn die Gasdichte, also das Verhältnis von Druck p und absoluter Temperatur T zunehmen[1]), so nimmt auch das horizontale Stück der V, l-Kurve des Glimmstromes ab, wenn das Verhältnis p/T grösser wird.

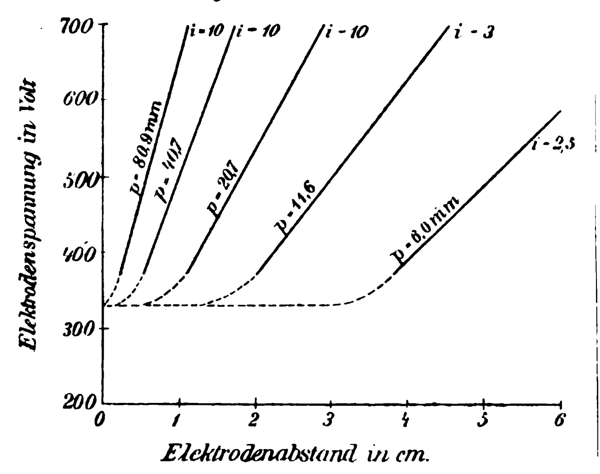


Fig. 1 ist nach Messungen von Th. Homén[2]) in Luft an Aluminiumelektroden konstruiert. Die ausgezogenen Teile der V, l-Kurven sind durch Interpolation, in ihrem untersten Stück durch Extrapolation gewonnen; die gestrichelten Teile sind nach Massgabe des oben als notwendig beschriebenen in anderen Fällen thatsächlich beobachteten Verhaltens bei normalem Kathodenfall ergänzt. Die Genauigkeit der Kurven ist zwar nicht gross; immerhin aber verbürgen sie die Existenz eines horizontalen Stückes l_0. Wie sich zeigen lässt, nimmt das horizontale Stück l_0 der V, l-Kurve mit wachsendem Gasdruck ab und war schneller als p^{-1}, dagegen der Kathode noch weiter und sucht sie in den Kathodendunkelraum einzudringen, so verlangsamer als p^{-2}. Setzen wir $l_0 = k \cdot p^{-2} \cdot T^2$ und extrapolieren von den Messungen Homéns bei 11, 20, 40, 80 mm auf 750 mm; die absolute Temperatur kann an der von Homén verwendeten dicken Aluminiumkathode nicht viel über 300^0 gewesen sein. So findet sich für l_0 bei 300^0 absoluter Temperatur und 750 mm Druck der Wert 0,004 mm. Angenommen, dieser Wert sei 10 mal zu klein gefunden, so wird $l_0 = 0{,}04$ mm. Dieser Wert ist immer noch so klein, dass er bei der Messung des Elektrodenabstandes mit einem 0,1 mm gebenden Mikrometer sich noch nicht sicher feststellen lässt. Bei niedriger Temperatur, also bei kleiner Stromstärke oder an dicken stark abkühlenden Elektroden ist darum das horizontale Stück der V, l-Kurve des Glimmstromes in freier Luft kleiner als 0,05 mm, aber jedenfalls ist es auch unter diesen Umständen vorhanden.

In der That konnte Herr Kaufmann mit dicken Kupferelektroden und einem 0,05 mm gebenden Mikrometer das horizontale Stück nicht entdecken.

Ist wieder $p = 750$ mm, dagegen $T = 1500^0$, so wird $l_0 = 0{,}1$ mm. Bei der Temperatur der Rotglut ist also auch in freier Luft das horizontale Stück l_0 der V, l-Kurve des Glimmstromes so gross, dass es mit einem 0,1 mm gebenden Mikrometer entdeckt werden kann. In der That hat sich in des Verf. Messungen mit dünnen bei grosser Stromstärke bis zur Hellrotglut sich erhitzenden Elektroden l_0 zu 0,25 mm ergeben.

Göttingen, September 1903.

(Eingegangen 18. September 1903.)

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 1, 1903.
2) Th. Homén, Wied. Ann. **38**, 172, 1889.

Eine einfache Methode, die Geschwindigkeit von Gasionen zu bestimmen, welche weder hohes Molisierungs- noch Regenerierungsvermögen besitzen.

Von Heinrich Mache.

Bläst man durch einen Cylinderkondensator, welcher zur Potentialdifferenz ΔV geladen ist, parallel zur Achse ionisiertes Gas, so wird ein Teil der Ionen zur Unterhaltung des radial gerichteten elektrischen Stromes verbraucht. Der Restbetrag an Ionen, welcher die Röhre ungehindert passiert, lässt sich dann durch folgende einfache Näherungsrechnung bestimmen:

Es seien r und R der innere und der äussere Radius des Kondensators, l seine Länge, u die mittlere spezifische Geschwindigkeit der betreffenden Ionengattung. Es ist somit die Feldstärke in irgend einer Distanz ϱ von der Achse,

in der sich das Ion im betrachteten Zeitmomente eben befindet, gleich

$$\frac{1}{\varrho}\frac{\Delta V}{\log\frac{R}{r}}$$

und die Geschwindigkeit, mit welcher es sich dort bewegt,

$$u_\varrho = -\frac{d\varrho}{dt} = u\frac{A}{\varrho},$$

wo wir zur Abkürzung

$$\frac{\Delta V}{\log\frac{R}{r}} = A$$

setzen. Durch Integration dieser Gleichung erhält man den Weg, welchen das Ion in der Richtung des Feldes nach einer bestimmten Zeit zurückgelegt hat. Braucht also das mit der Geschwindigkeit w strömende Gas die Zeit

$$\frac{l}{w} = T$$

zum Passieren des Kondensators, so werden auf den inneren Cylinder von den entgegengesetzt geladenen Ionen nur diejenigen gelangen können, welche sich beim Eintritt in den Kondensator in einer Distanz $< P$ von der Achse befanden, wo sich P aus der Gleichung

$$2uAT = P^2 - r^2 \text{ zu } P = \sqrt{r^2 + 2uAT}$$

bestimmt.

Es wird also in der Zeiteinheit das Volumen $\Phi = (P^2 - r^2)\pi w = 2uA\pi l$ seines Ionengehaltes beraubt. Ist N die Zahl der Ionen in der Volumeinheit, $N\varepsilon$ ihre Ladung, so gelangt somit in der Zeiteinheit die Ladung $\Lambda = 2N\varepsilon uA\pi l$ an den inneren Cylinder. Nennen wir das Gesamtvolumen des Gases, welches überhaupt den Kondensator in der Sekunde passiert $(R^2 - r^2)\pi w = V$, so ist der Restbetrag an Ladung, welcher in dem Gase nach dem Passieren des Cylinderkondensators zurückbleibt,

$$L = N\varepsilon V\left(1 - 2\pi\frac{uAl}{V}\right).$$

Es ist aus Gründen, die später einleuchten werden, bequemer, nicht Λ, sondern L zu messen. Es geschieht dies am leichtesten, indem man das Gas nach dem Verlassen des ersten Röhrenkondensators durch einen zweiten streichen lässt, welcher genau die gleiche Einrichtung hat, wie der Ebertsche Apparat zur Bestimmung der Zahl der Ionen in der freien Atmosphäre. Es wird nämlich im zweiten Kondensator der innere Cylinder mit einem geeichten Elektroskope verbunden und auf so hohes Potential geladen, dass das erzeugte Feld den ganzen Restgehalt an Ionen aufbraucht. Die Kenntnis des Spannungsabfalles und der Kapazität in diesem zweiten Systeme liefert uns dann die mit L bezeichnete Grösse. Es ist nun Λ der Potentialdifferenz ΔV proportional, also L eine lineare Funktion von ΔV.

Erhöht man den Betrag dieser Potentialdifferenz so lange, bis eben $L = 0$ wird, d. h. bis das Gas vollkommen entionisiert den ersten Kondensator verlässt und somit im zweiten keine Abnahme der Spannung zu bemerken ist, so liefert die Gleichung

$$u = \frac{V}{2\pi Al} = \frac{V\log\frac{R}{r}}{2\pi\Delta Vl}$$

die mittlere spezifische Geschwindigkeit des Ions. Es soll gleich hier bemerkt werden, dass eine derartige vollkommene Entionisierung des Gases auch beim Anlegen von hohen Potentialdifferenzen nicht erzielt werden kann. Doch zeigt sich innerhalb weiter Grenzen der geforderte lineare Zusammenhang zwischen L und ΔV. Es ist dann auch allgemeiner

$$u = \frac{V}{2\pi Al}\left(1 - \frac{L}{N\varepsilon V}\right).$$

Die Versuchsanordnung war die folgende: Aus einem Orgeltische wurde Luft durch eine geeichte Gasuhr getrieben, weiters durch einen weiten Kautschukschlauch, worauf sie ein geerdetes 25 cm langes Messingrohr A und die beiden Cylinderkondensatoren B und C passierte.

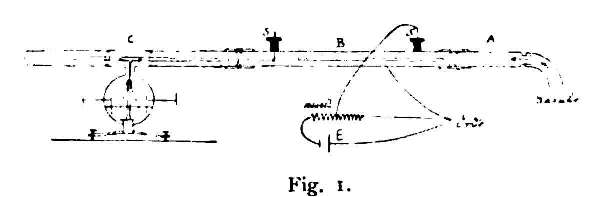


Fig. 1.

Das Rohr A diente dazu, den Gasstrom gleichförmig zu machen, ehe er in B eintrat. Der Kondensator B bestand aus einem 42,2 cm langen, 3,04 cm im Lichten weiten, gezogenen Messingrohr und einem nur 37,3 cm langen und 0,46 cm dicken ausgeglühten Messingstab, welcher durch zwei in den Ebonitpfropfen S eingesetzte, dünne, aber steife Drähte getragen wurde, und von der Batterie E aus in ersichtlicher Weise auf verschiedenes Potential gebracht werden konnte. Die hier verwendete Spannung betrug selten über 3 Volt. Der Kondensator C besass nahezu die gleichen Dimensionen wie B. Der innere Cylinder war auf ein Elektroskop aufgesetzt, das sorgfältig geeicht und mit Spiegelablesung versehen war. Das Anfangspotential betrug gewöhnlich 260 Volt.

Bläst man nun durch die Röhren ionisiertes Gas, so wird es in B zum Teil, in C völlig seines Ionengehaltes beraubt und die Beobachtung des Spannungsabfalles am Elektroskop liefert uns bei Kenntnis der Kapazität des Systems C (Kondensator + Elektroskop), die in

unserem Falle gleich 10,70 E. S. E. gefunden wurde, die oben mit L bezeichnete Grösse.

Nach mehreren Versuchen, die natürliche Ionisation der Luft zu verwenden, welche an dem geringen Ionengehalte der staubigen Laboratoriumsluft scheiterten, wurde zur künstlichen Ionisierung geschritten, und zwar in der Weise, dass man die Luft vor ihrem Eintritte in A durch eine cylindrische Messingbüchse streichen liess, in der sich axial eines der Marckwaldschen Polonium-Wismutstäbchen befand, wie sie R. Sthamer in Hamburg liefert. Durch Umwickeln mit Stanniol konnte die Wirkung des Stäbchens und damit auch der Ionengehalt des Luftstromes beliebig geschwächt werden. Es zeigt sich nun thatsächlich innerhalb weiter Grenzen der von der Theorie geforderte lineare Zusammenhang zwischen L und ΔV, wie aus den beiden folgenden Tabellen erhellt, welche für zwei verschiedene Konzentrationen gelten. Nur ist hier statt der Grösse L der ihr proportionale am Elektroskope direkt beobachtete Spannungsabfall Z eingesetzt. Er bezieht sich auf eine Gasmenge von 140 l, die bei dem gewählten Drucke das Röhrensystem in $7^m\ 46^s$ passierte. Die für Z gegebenen Zahlen sind Mittelwerte aus den in Klammer beigesetzten, von denen die obere gilt, falls der Kondensator B innen positiv, die untere, falls er innen negativ geladen ist. Natürlich hat man es in der Hand, die Beobachtung für positive oder negative Ionen durchzuführen, je nachdem man die Ladung des Elektroskopes negativ oder positiv wählt.

Tabelle I.

ΔV in Volt	a) Z in Volt, Elektroskop — geladen	ΔV in Volt	b) Z in Volt Elektroskop + geladen
0,620	93,0 {93,6 / 92,4}	0,620	67,5 {61,8 / 73,2}
1,085	60,7 {59,4 / 62,0}	1,085	38,2 {35,4 / 41,0}
1,395	38,5 {36,6 / 40,4}	1,395	20,3 {18,6 / 22,0}

Tabelle II.

ΔV in Volt	c) Z	ΔV in Volt	d) Z
0,564	42,6 {39,4 / 45,8}	0,620	30,1 {28,4 / 31,7}
0,994	28,9 {26,3 / 31,5}	1,085	17,2 {15,6 / 18,7}
1,410	16,9 {14,5 / 19,2}	1,410	8,5 {7,6 / 9,3}

Man sieht zunächst, dass die entionisierende Wirkung des Kondensators von der Schaltung abhängt. Die Wirkung ist grösser, wenn der Kondensator innen positiv, als wenn er innen negativ geladen ist. Es ist dies ein Effekt, der darauf zurückgeführt werden kann, dass infolge von Diffusion und den durch die Bewegung der Ionen selbst erzeugten Konzentrationsänderungen das Feld in polarer Weise modifiziert wird. Er wird sich um so weniger geltend machen, je geringer der Ionengehalt ist. Jedenfalls wurde festgestellt, dass die Ursache der Erscheinung nicht in einer ungenügenden Zentrierung des inneren Cylinders zu suchen ist, aber auch nicht darin, dass sich das Metall infolge der Berührung mit dem ionisierten Gase selbst schon auf eine Art Kontaktpotential lädt und so wegen der Verschiedenheit des Metalles (Hart- und Weichmessing) sich im Kondensator ein Element ausbildet, dessen Wirkung zu der des angelegten Elementes hinzukommt. So betrug die Spannung, zu der sich der innere Stab selbst bei stärkstem Ionengehalte des Gases (bei ganz freiem Poloniumstift) gegen die äussere Röhre lud, nur $-0,14$ Volt. Das so erzeugte Feld ist also nicht nur zu schwach, sondern hat sogar die entgegengesetzte Richtung zu derjenigen, welche es haben müsste, um die oben berührte Erscheinung zu veranlassen; denn nur ein schon vorhandenes positives Potential des inneren Stabes könnte erklären, dass die Wirksamkeit des Kondensators grösser ist, wenn auch das angelegte Potential positives Vorzeichen hat.

Werden die zusammengehörigen Werte von ΔV und Z graphisch veranschaulicht (Fig. 2), so

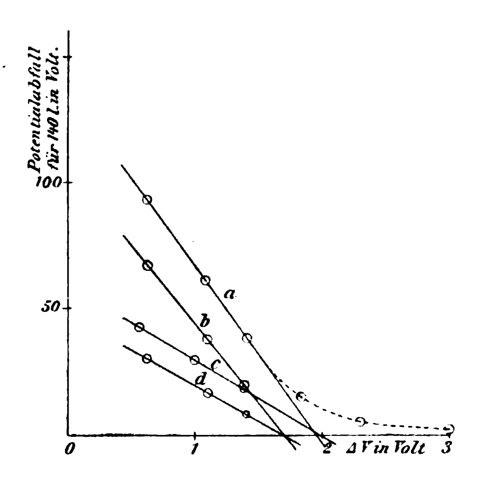


Fig. 2.

ergeben sich die Geraden a, b, c und d, von denen sich a und c auf die positiven, b und d auf die negativen Ionen beziehen. Sie schneiden sich fast genau in den Punkten 1,96, beziehungsweise auf 1,72 der Abszissenachse. Das sind also die Potentiale, welche am Kondensator B angelegt werden müssten, um das Gas vollkommen zu entionisieren, unter der Voraussetzung, dass die im obigen Intervall beobachtete Linearität auch noch für höhere Potentiale standhielte. Man berechnet hieraus unter Zugrundelegung der Formel

$$u = \frac{V \log \frac{R}{r}}{2\pi \Delta V}$$

die Geschwindigkeit der positiven Ionen $u_+ = 1{,}23^6$ cm sec, die der negativen $u_- = 1{,}40^9$ cm/sec und das Verhältnis

$$\frac{u_-}{u_+} = 1{,}14^0.$$

Diese Zahlen gelten für rund 20° C. und einen Feuchtigkeitsgehalt von 80—90 Proz., den die Luft beim Streichen durch die Gasuhr erhielt.

Bedenkt man, dass u ein Mittelwert ist, so wird man im voraus erwarten müssen, dass die Betrachtung, deren Resultat unsere Näherungsformel war, nicht mehr zulässig ist, wenn man für ΔV grössere Werte wählt. Da nämlich unter den Ionen stets solche enthalten sein werden, welche nur eine geringe Geschwindigkeit besitzen, die abzufangen es somit eines starken Feldes bedarf, so wird stets ein kleiner Rest an Ionen vorhanden sein. Die im obigen Diagramm (Fig. 2) gegebenen Geraden werden sich somit mit wachsender Potentialdifferenz in Kurven verwandeln müssen, welche sich der Abszissenachse nähern, ohne sie je zu schneiden. In der That bestätigt dies die Beobachtung, wie aus der punktiert gezogenen und zu a gehörigen Kurve erhellt, welche die Beobachtungen im nicht linearen Intervalle wiedergiebt.

Wir können dies Verhalten auch theoretisch verfolgen und so zu einer genaueren Formel gelangen. Es sei c die molekulare Geschwindigkeit des Ions, λ seine mittlere Weglänge, ε seine Ladung und m seine Masse; es ist dann die jeweilige spezifische Geschwindigkeit des Ions eine Funktion seiner molekularen, und zwar gilt die Beziehung:

$$u = \frac{1}{2}\frac{\varepsilon}{m}\frac{\lambda}{c}.^{1)}$$

Unter dem Einflusse unseres Feldes $\frac{A}{\varrho}$ hat dann ein Ion, welches die molekulare Geschwindigkeit c besitzt, in der Entfernung ϱ von der Achse die Geschwindigkeit

$$\frac{d\varrho}{dt} = \frac{1}{2}\frac{A}{\varrho}\frac{\varepsilon}{m}\frac{\lambda}{c}$$

und es ist somit auch

$$\varrho d\varrho = \frac{A}{2}\frac{\varepsilon}{m}\frac{\lambda}{c}dt.$$

Ist wieder, wie oben, T die Zeit, welche das Gas zum Passieren der Röhre braucht, so erhalten wir durch Integration die Gleichung:

$$P^2 - r^2 = A\frac{\varepsilon}{m}\frac{\lambda}{c}T.$$

Sie sagt aus, welche molekulare Geschwindigkeit das Ion höchstens haben darf, damit es noch aus der Entfernung P den inneren Cylinder des Kondensators erreichen kann. Es ergiebt sich diese Geschwindigkeit

$$c = A\lambda\frac{\varepsilon}{m}\frac{T}{P^2 - r^2}.$$

Alle Ionen, welche dieses c aufweisen und im Volumen $(P^2 - r^2)\pi w$ enthalten sind, werden in der Zeiteinheit auf den inneren Cylinder gelangen. Es ist das natürlich nicht so zu verstehen, dass ein bestimmtes Ion, welches zur Zeit 0 die molekulare Geschwindigkeit c und eine ihr entsprechende Ionengeschwindigkeit u hatte, dieses c und u beibehält, bis es den Cylinder erreicht. Vielmehr wird jeder Zusammenstoss c und u ändern. Der Zustand des Gases wird aber stationär sein, d. h. es werden, wenn während irgend einer Zeit durch die Kollisionen eine bestimmte Zahl von Ionen seine bestimmte Ionengeschwindigkeit verliert, in der gleichen Zeit eine gleiche Zahl die gleiche Ionengeschwindigkeit wieder erlangen. Die Wirkung ist dann dieselbe, als ob das Ion seine Geschwindigkeit beibehalten würde.

Da λ von c unabhängig ist, variiert u in erster Linie nur mit c. Ist nun N die Zahl aller in der Volumeinheit enthaltenen Ionen der einen Art, so sind unter ihnen nach Maxwells Gesetz

$$\frac{4N}{\alpha^3\sqrt{\pi}}c^2 e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}}dc$$

Teilchen enthalten, deren molekulare Geschwindigkeit zwischen c und $c + dc$ liegt. Es gelangen also in der Zeiteinheit

$$dN_c = \frac{A\lambda\varepsilon T\pi w}{m}\frac{4N}{\alpha^3\sqrt{\pi}}c\, e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}}dc$$

Ionen auf den inneren Cylinder, deren Geschwindigkeit gleich c ist.

Bei der Integration, welche wir nun bezüglich des c durchzuführen haben, werden wir aber noch auf einen Umstand Rücksicht nehmen müssen. Es sind hier zwei Arten von Ionen zu unterscheiden, je nachdem die Molekulargeschwindigkeit

$$c \gtrless A\lambda\frac{\varepsilon T}{m(R^2 - r^2)}$$

ist. Ionen der ersten Art liefern Ausdrücke von der Form dN_c in das Integral, solche der zweiten Art, welche, soweit sie im Gase überhaupt vorhanden sind, sämtlich abgefangen werden, da sie in der Zeit T einen Weg $> R - r$ zurücklegen, geben in das Integral den Betrag

$$dN_c = (R^2 - r^2)\pi w\frac{4N}{\alpha^3\sqrt{\pi}}c^2 e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}}dc.$$

Die Gesamtzahl der Teilchen erster Art erhalten wir dann durch Integration des Ausdruckes für dN_c bezüglich des c im Intervall von

1) J. J. Thomson: Rapports présentés au Congrès international de Physique 3, 138, 1900.

$$\infty \text{ bis } A\lambda \frac{\varepsilon T}{m(R^2-r^2)},$$

die der zweiten durch Integration von dN_c' im Intervall von

$$A\lambda \frac{\varepsilon T}{m(R^2-r^2)} \text{ bis } 0.$$

Es ist also die Gesamtzahl aller Teilchen, welche in der Zeiteinheit abgefangen werden:

$$\mathfrak{N} = \frac{4 A\lambda \varepsilon T \pi w N}{m a^3 \sqrt{\pi}} \int_{\infty}^{A\lambda \frac{\varepsilon T}{m(R^2-r^2)}} c e^{-\frac{c^2}{a^2}} dc + \frac{4(R^2-r^2)\pi w N}{a^3\sqrt{\pi}} \int_{A\lambda \frac{\varepsilon T}{m(R^2-r^2)}}^{0} c^2 e^{-\frac{c^2}{a^2}} dc.$$

Zerlegt man das zweite Integral, so hebt sich der erste Summand gegen das erste Integral und man erhält

$$\mathfrak{N} = 2(R^2-r^2)\sqrt{\pi}\, w N \int_0^{A\lambda \frac{\varepsilon T}{m(R^2-r^2)a}} e^{-x^2} dx.$$

Dieser Ausdruck lässt sich noch durch Einführung von u vereinfachen. Berechnet man nämlich von dem oben für u gegebenen Ausdruck ausgehend unter Berücksichtigung des Maxwellschen Verteilungsgesetzes den Mittelwert $\bar{u}$, so erhält man, wie demnächst an anderer Stelle ausführlicher gezeigt werden wird, hiefür

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\varepsilon}{m} \frac{\lambda}{a}.$$

Führt man diesen Wert oben ein, so wird

$$\mathfrak{N} = N(R^2-r^2) w \pi \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\bar{u} A T \sqrt{\pi}}{R^2-r^2}} e^{-x^2} dx$$

oder endlich, wenn man mit V, A und L die gleichen Grössen wie oben bezeichnet:

$$A = N\varepsilon V \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\bar{u} A l \pi^{3/2}}{V}} e^{-x^2} dx$$

und

$$L = N\varepsilon V \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{u A l \pi^{3/2}}{V}} e^{-x^2} dx \right).$$

Das ist also die genauere, mit Rücksicht auf die verschiedene Ionengeschwindigkeit korrigierte Formel.

Die Genauigkeit des in den obigen Ausführungen gegebenen Verfahrens ist natürlich um so grösser, je besser sich die Beobachtungen an die zuletzt gegebene Formel anschliessen. Insoweit ist diese Eignung von der Art der Ionisierung abhängig. Ionen, welche entweder ein hohes Molisierungs- oder ein hohes Regenerierungsvermögen besitzen, werden ein abweichendes, durch unsere Formel nur genähert darstellbares Verhalten zeigen. Überwiegt das Molisierungsvermögen, so werden die beobachteten Werte des L und Z sämtlich tiefer liegen als die berechneten, überwiegt hingegen das Regenerierungsvermögen, dann liegen sie sämtlich höher.

Für die durch Poloniumstrahlung erzeugte Ionisierung tritt in sehr beschränktem Ausmass das erste ein, wie man sich leicht überzeugt. Das letztere war hingegen besonders ausgesprochen bei Ionen der Fall, die dadurch erzeugt wurden, dass man Luft durch destilliertes Wasser heftig quirlen liess. Hier waren die Abweichungen derartig grosse, dass nur ein ungefähres Schätzen der Ionengeschwindigkeiten möglich schien (ca. 0,5 cm/sec).

Thatsächlich zeigen auch diese Ionen nach den Versuchen von J. J. Thomson[1]) ein ganz hervorragendes Regenerierungsvermögen.

Zum Schlusse habe ich noch zu bemerken, dass ich eben in einer der letzten Nummern dieser Zeitschrift[2]) eine Mitteilung von Herrn H. Gerdien fand, welcher ein dem obigen ganz ähnliches Verfahren mit Erfolg einschlug, um die spezifische Ionengeschwindigkeit in der freien Atmosphäre zu messen. Durch die genannte Arbeit wurde ich denn auch veranlasst, die Ergebnisse meiner im letzten Frühjahr ausgeführten Untersuchung trotz mancher noch der Klärung bedürftiger Details bereits jetzt zu veröffentlichen.

1) Phil. Mag. 1902.
2) Diese Zeitschr. **4**, 632, 1903.

Wien, II. phys. Inst. der k. k. Universität.

(Eingegangen 1. Oktober 1903.)

Über die Diffusion von Radium-Emanation in Flüssigkeiten.[1])

Von Fr. Wallstabe.

Auf Veranlassung von Herrn Prof. Dorn habe ich die Diffusion der Emanation des Radiums in Wasser und Toluol untersucht. Über den Diffusionscylinder, eine vertikale cylindrische Glasröhre, die auf einer Glasplatte

1) Auszug aus der Hallenser Dissertation.

stand, wurde ein Rezipient gestülpt, um einen möglichst kleinen Raum luftdicht abzuschliessen. Unter dem Rezipienten hatte man ein elektrisches Feld von 200 V. mit der Flüssigkeit als Kathode. 0,5 g festes radiumhaltiges $BaCl_2$ von Aktivität 3000 und eine Lösung von 1,2 g von Aktivität 1000 (Rousseau, Paris) lieferten die Emanation, indem sie einfach unter den Rezipienten gestellt wurden. Da die Abflussröhre des Cylinders sich ausserhalb des Aktivierungsraumes befand, konnten die einzelnen Flüssigkeitsschichten ohne Lüften des Rezipienten abgezapft werden, so dass keine Störung des jeweiligen Zustandes eintrat. Der mit Watte und Stanniol umkleidete Apparat stand in einem fensterlosen Keller zur Vermeidung grösserer Temperaturschwankungen. Um zu verhindern, dass kleine Temperaturdifferenzen in dem Cylinder Strömungen verursachten, wurde in der Flüssigkeitssäule ein Dichtigkeitsgefälle hergestellt. $^1/_3$ des Cylinders wurde bei Wasser mit konzentrierten Lösungen von $NaCl$, $BaCl_2$, $CuSO_4$ und Zucker, bei Toluol mit Nitrobenzol gefüllt, und darüber die reine Flüssigkeit geschichtet. Nach einiger Zeit hatte sich durch Diffusion das Dichtigkeitsgefälle hergestellt, darauf begann der eigentliche Versuch.

Die einzelnen Flüssigkeitsschichten wurden auf bekannte Weise mittels Kondensator und Quadrantenelektrometer hinsichtlich der in ihnen enthaltenen Emanationsmenge untersucht. Der eine bestimmte Zeit nach Einsetzen der Schicht in den Kondensator am Elektrometer in 1 Minute erfolgende Ausschlag wurde als Mass der Menge genommen. Dieser Ausschlag nahm bei längerer Untersuchung bis zu einem Maximum zu, welches bei Wasser und Toluol nach verschieden langer Zeit erreicht wurde; ein Beweis dafür, dass in den Schichten Emanation enthalten war, welche verschieden schnell hinaus diffundierte. Dass thatsächlich Emanation und nicht nur etwa sekundäre Aktivierung vorlag, wurde noch dadurch bewiesen, dass mittels eines über die Schicht hinstreichenden Luftstromes die Emanation durch einen Baumwollpfropfen hindurch in den Kondensator getrieben wurde; aktivierte Luft verliert hierbei ihre Wirksamkeit.

Das für die Diffusion der Emanation in Flüssigkeiten geltende Gesetz ist dasselbe, wie für die Wärmeleitung in einem cylindrischen Stabe mit Wärmeabgabe nach aussen:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} = -\alpha\varrho + k\frac{\partial^2 \varrho}{\partial x^2},$$

wo ϱ die Emanationsdichte im Querschnitt mit Abszisse x, k der Diffusionskoeffizient, α ein Koeffizient, welcher von der Umsetzung der Emanation in sekundäre Aktivität resp. inaktives Gas abhängt.

Durch Versuche von verschieden langer Dauer (2, 4, 7 Tage) wurde festgestellt, dass nach 2 Tagen Aktivierungsdauer ein stationärer Zustand erreicht ist. Ein Integral der Differentialgleichung ist dann

$$\varrho = \varrho_0 e^{-\lambda x}, \text{ wo } \lambda = \sqrt{\frac{\alpha}{k}}.$$

Eine Verschiedenheit des Wertes von λ für die verschiedenen wässrigen Lösungen konnte nicht konstatiert werden. Aus den Diffusionsversuchen wurde gefunden für Wasser $\lambda = 1{,}6\,\text{cm}^{-1}$, für Toluol $\lambda = 0{,}75\,\text{cm}^{-1}$.

Für α gilt das von Curie[1]) und Rutherford[2]) bestimmte Gesetz: $J_t = J_0 e^{-\alpha t}$, wo J_0 die Strahlungsintensität des aktivierten Körpers bei Beginn des Versuches, und J_t die nach t Tagen ist. Dadurch, dass zwei an Inhalt gleiche Pipetten, die beiderseits durch Hähne verschliessbar waren, zur gleichen Zeit gefüllt und ihr Inhalt an verschiedenen Tagen untersucht wurde, fand sich bei Wasser $\alpha = 0{,}17$ Tag^{-1}, bei Toluol $\alpha = 0{,}21$ Tag^{-1}. α für Wasser stimmt mit dem Werte bei Curie und Rutherford für Luft überein.

Demnach ist der Diffusionskoeffizient bei Wasser $k = 0{,}066\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Tag}}$, bei Toluol $k = 0{,}373\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Tag}}$. Diese Werte sind nur als Annäherungswerte zu betrachten.

Nach Stefan[3]) ist der Diffusionskoeffizient eines Gases in eine Flüssigkeit um so kleiner, je grösser sein Molekulargewicht. Für die Diffusion von CO_2 — Molekulargewicht 44 — in Wasser gilt $k = 1{,}36\,\frac{\text{cm}^2}{\text{Tag}}$, demnach muss die Emanation ein beträchtliches Molekulargewicht besitzen. Rutherford schloss auf ein solches zwischen 40 und 100 aus ihrer Diffusion in Luft; nach obigen Versuchen scheint die obere Grenze noch höher zu liegen.

1) C. R. **135**, 857, 1902.
2) Phil. Mag. (6) **5**, 445.
3) Wien. Sitzungsber. 77, II, 371, 1878.

(Eingegangen 4. Oktober 1903.)

Bemerkungen zu den Versuchen des Herrn A. Voller über die Frage der Mitwirkung der Erdoberfläche bei der Fortpflanzung elektrischer Wellen.

Von E. Lecher.

Herr A. Voller hat zwei Arbeiten[1]) veröffentlicht, welche sich mit meiner Vermutung[2]) befassen, wonach bei der drahtlosen Telegraphie

1) Diese Zeitschrift **4**, 410 u. 664, 1903.
2) Diese Zeitschrift **3**, 273, 1902; **4**, 320, 1903.

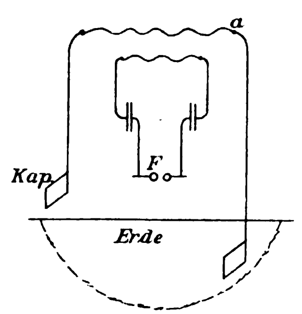
eine wellenförmig sich ausbreitende künstliche Elektrisierung der Erdoberfläche stattfände. Die erste der Vollerschen Publikationen spricht für, die zweite aber — wenigstens teilweise — gegen meine Darstellungsform. Mir erscheinen nun beide Versuchsmethoden nicht einwandsfrei und ich erlaube mir, im folgenden meine Bedenken zum Ausdruck zu bringen.

Einen Zweifel hinsichtlich der ersten Experimente bespricht Herr Voller selbst. Dem möchte ich aber noch hinzufügen, dass die Ausstrahlung einer Seibtschen Spule ins Dielektrikum hinein doch gewaltig von der einer geradlinigen Antenne abweicht und mir daher jede diesbezügliche Vergleichung etwas misslich erscheint.

In der zweiten Arbeit nimmt Herr Voller statt der Antenne eine Erdleitung und findet dann gegenüber der direkten Wirkung mit der Antenne eine beträchtliche Schwächung. Er schliesst daraus, dass der „Wellenfortpflanzung durch Erdleitung für die praktische Telegraphie keine so wichtige Rolle zukommt, als nach den ersten Versuchen der Fall zu sein schien". Ich glaube aber Herrn Vollers Resultate eher im entgegengesetzten Sinne deuten zu sollen. Bei der unter 2. angegebenen Anordnung[1]) hätte ich nämlich eine noch viel verschwindendere Wirkung erwartet.

Es liegt hier am Erdboden ein Brett und unmittelbar darauf steht Primär- und Sekundärleiter samt Kapazität. Wir haben dann (nebenstehende Figur ist der Vollerschen nachgebildet) einen Kondensator, dessen eine Belegung die Kapazität, dessen andere Belegung die Erde darstellt: also ein fast ganz kurz geschlossenes Leitersystem, von dem bei einer Schwingung nur sehr wenig elektrostatische Kraftlinien sich abschnüren können.[2])

Ganz anders natürlich — von der Änderung der Schwingungsdauer nicht zu reden —, wenn in *a* die Erdleitung mit einer Antenne vertauscht wird. In dem ersteren Falle spielt nur die Erde knapp unter dem Brette eine Rolle; denken wir uns einen Teil derselben, in der Figur durch die punktierte Linie umschlossen, mit den darüberstehenden Instrumenten losgelöst und irgendwo weit weg von der übrigen Erde in den freien Raum gesetzt, so wird das die Schwingung gar nicht stören. Ist aber in *a* statt der Erdplatte die Antenne, so könnte das in gleicher Weise von der Erde losgelöste System überhaupt kaum mehr schwingen, weil die ganze Kapazität der Erde fehlte.[1])



Nun fand Herr Voller bei seiner in unserer Figur dargestellten Anordnung eine immerhin noch beträchtliche Wirkung. Das ist nur möglich, weil trotz des Kurzschlusses der elektrostatischen Kraftlinien die Erde eine über Erwarten grosse Streuung von Energie zur Empfangsstation leiten konnte. Eine Deutung dieses Ergebnisses scheint mir nur in der Weise zulässig, dass bei der viel günstigeren Anordnung mit der Antenne die Wellenfortpflanzung durch die Erde für die praktische Telegraphie eine wichtige Rolle spielen dürfte.

Das aber entscheidend zu beweisen oder zu widerlegen, wird nicht leicht fallen, da meine Anschauung in den meisten Fällen mit der alten Vorstellung einer Fortpflanzung im Dielektrikum längs eines Leitungsdrahtes sich deckt. Vielleicht brächte eine Entscheidung am ehesten eine Erprobung im Ballon. Geht die Strahlung vertikal nach aufwärts ebenso, wie längs einer Erd- oder Wasserfläche? Selbstverständlich dürfte der Ballon kein Fesselballon mit leitendem Drahtseile sein und man müsste auch die reflektierende Wirkung der Erdoberfläche in Rechnung ziehen.

Darin stimme ich mit Herrn Voller überein, dass die Inhomogenität der oberen leitenden Erdschichte zu Verzerrungen und Interferenzen führen müsse. Aus diesem Grunde wirkt ja die drahtlose Telegraphie besser über Wasserflächen. Um über weite Erdflächen hinwegzukommen, muss man darum sehr lange Wellen nehmen, wie dies die Gesellschaft Prof. Braun und Siemens & Halske[2]) bei ihren Militärtelegraphen gemacht haben.

1) S. 666.

2) Auch sonst ist diese Anordnung ungünstig: Siehe J. Zenneck, diese Zeitschrift **4**, 656, 1903. — Ebenso hat man in der langen Seibtschen Spule bei Erdung des oberen Endes daselbst einen Knoten.

1) Vergleiche die Überlegungen von Dr. A. Köpsel, welcher einige numerische Daten im Sinne der von mir dargestellten Anschauungsweise erbringt in der Abhandlung: „Spielt die Erde bei der drahtlosen Telegraphie eine wesentliche Rolle?" Dinglers polytechnisches Journal **318** Heft 25, 1903.

2) Elektrotechnische Zeitschrift **24**, 40, 1903.

(Eingegangen 4. Oktober 1903.)

BESPRECHUNGEN.

C. Riborg Mann, Manual of advanced optics. (Handbuch der höheren Optik.) 4. 196 S. m. 41 Fig. Chicago, Scott, Foresman & C. 1902.

Ein durch eine Vorrede von A. A. Michelson ausgezeichnetes Buch bedarf keiner weiteren Empfehlung. Es ist ein Leitfaden für einen theoretisch-praktischen Spezialkurs und geeignet, eine merkliche Lücke auszufüllen. Seine Eigenart besteht darin, dass es jedesmal zuerst die Theorie eines Instrumentes bespricht, hieran Aufgaben experimenteller oder messender Natur knüpft, diese erörtert und womöglich mittels durchgerechneter Zahlenbeispiele erläutert. Ich kann mich wesentlich auf eine Inhaltsangabe beschränken, wobei zuerst die Theorie des Instrumentes, hierauf in Klammern die gestellten Aufgaben angeführt werden. Der Stoff zerfällt in: 1. Auflösungsvermögen (prüfe die Gleichung $\sin \vartheta = \lambda/a$; bestimme die Auflösungsgrenze einer Öffnung von der Breite a). 2. Der Doppelschlitz (Messung der Breite eines schmalen Schlitzes). 3. Der Fresnel-Spiegel (Messung von Wellenlängen mit dem Spiegel). 4. Das Fresnel-Doppelprisma (Messung von Wellenlängen mit dem Doppelprisma). 5. Das Michelsonsche Interferometer (Messung der Wellenlänge des Natriumlichtes; bestimme das Verhältnis der Wellenlänge der Natriumlinien D_1 und D_2; bestimme den Brechungsexponenten und das Zerstreuungsvermögen eines Glasstückes; bestimme den durch senkrechte Reflexion an einer Silberoberfläche erzeugten Phasenwechsel). 6. Die Sichtbarkeitskurven (ein ebenso eigentümliches wie interessantes Verfahren, aus der wechselnden Deutlichkeit von Interferenzstreifen auf die Natur der Lichtquelle zu schliessen). (Bestimme die Verteilung in den Kadmium-Linien.) 7. Das Prismenspektrometer (bestimme den Brechungsexponenten eines Prismas; bestimme die Zerstreuungskurve). 8. Totale Reflexion (bestimme den Brechungsexponenten bei totaler Reflexion). 9. Das Beugungsgitter (bestimme die Gitterkonstante; suche das Auflösungsvermögen des Gitters). 10. Das Konkavgitter (bestimme die Gitterkonstante). 11. Polarisiertes Licht (23 einfache Beobachtungen). 12. Drehung der Polarisationsebene (bestimme die Reinheit einer Zuckerprobe). 13. Elliptisch polarisiertes Licht (Analyse der elliptischen Schwingung). 14. Die Reflexion von polarisiertem Licht an homogenen durchsichtigen Substanzen (bestätige das Gesetz von Brewster; bestätige das Reflexionsgesetz von Fresnel). 15. Metallreflexion (bestimme die optischen Konstanten von Silber, Gold und Platin). 16. Das Spektrophotometer (vergleiche die Strahlungen zweier verschiedener Lichtquellen; bestimme die Absorption einer Cyanin-Lösung). 17. Die Entwicklung der optischen Theorie (Emissionstheorie, elastische Theorie, elektrische Theorie). 18. Die Richtung der modernen Optik (Erklärung des Zeeman-Phänomens; Elektronen). Anhang (Lichtquellen; Versilberung optischer Flächen; trigonometrische Funktionen und Logarithmen).

Karl Strehl.

(Eingegangen 13. August 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der o. Professor an der Universität Innsbruck Dr. Wilhelm Wirtinger zum o. Professor der Mathematik an der Universität Wien, der Professor an der Technischen Hochschule in Darmstadt H. Krauss zum o. Professor der mechanischen Technologie an der Technischen Hochschule in Graz, der Ingenieur Schütte, Leiter der Modellversuchsstation des Norddeutschen Lloyds in Bremerhaven, als o. Professor für Schiffsbau an der neuen Technischen Hochschule in Danzig.

An der Universität Wien habilitierte sich Dr. J. Billitzer als Privatdozent für physikalische Chemie.

Professor Abbe-Jena ist von der Geschäftsleitung der Firma Karl Zeiss zurückgetreten. Zum Bevollmächtigten der Karl Zeiss-Stiftung für die Stiftungsbetriebe wurde Dr Siegfried Czapski ernannt, in die Geschäftsleitung wurde Professor Dr. Rudolf Straubel berufen.

Gestorben sind der Professor und ehemalige Rektor der Technischen Hochschule in Stockholm, G. R. Dahlander, ein hervorragender Fachmann auf dem Gebiete der technologischen Wissenschaft, sowie am 7. Oktober der o. Professor der Mathematik an der Universität Bonn Dr. Rudolf Lipschitz.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 26b. 24. Oktober 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 27 am 28. Oktober 1903.

INHALT.

75. Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte zu Kassel, vom 20. bis 26. September 1903.

Von der Stadt Kassel und den einführenden Komitees aufs beste vorbereitet und, wie gewöhnlich, vom herrlichsten Wetter begünstigt, hat die Versammlung einen wohlbefriedigenden Verlauf genommen. Auch diesmal fehlten nicht die, wie es scheint, unvermeidlichen paar Kilo Festschrift, die die Stadt Kassel den Teilnehmern überreichte, um sie zu den übrigen zu legen.

In der allgemeinen Eröffnungssitzung am Montag hielt nach den Eröffnungsansprachen Professor Ladenburg-Breslau seinen Vortrag über den Einfluss der Naturwissenschaften auf die Weltanschauung, der seitdem in weiten Kreisen Wellen der Erregung geschlagen hat; Professor Th. Ziehen-Utrecht sprach über physikalische Psychologie der Gefühle und Affekte.

Die zweite allgemeine Schlusssitzung am Freitag den 25. September wurde durch die Vorträge von:

1. W. Ramsay-London: Einige Betrachtungen über das periodische Gesetz der Elemente,
2. H. Griessbach-Mühlhausen: Über den Stand der Schulhygiene,
3. E. v. Behring-Marburg: Über die Tuberkulose-Bekämpfung,

und die Schlussansprachen ausgefüllt.

Die gemeinschaftliche Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe am Mittwoch den 24. war drei Referaten über den gegenwärtigen Stand der Mechanik gewidmet:

1. K. Schwarzschild-Göttingen: Über Himmelsmechanik.
2. A. Sommerfeld-Aachen: Die naturwissenschaftlichen Ergebnisse und die Ziele der modernen technischen Mechanik.
3. O. Fischer-Leipzig: Physiologische Mechanik,

an die sich eine angeregte Diskussion anschloss.

Die drei Vorträge nebst der Diskussion sind unten abgedruckt.

Für die physikalische Abteilung 2 speziell war von dem Einführenden, Herrn Professor Merkelbach-Kassel, aufs beste gesorgt. Die Zahl der anwesenden Physiker war erfreulich gross, namentlich aus der jüngeren Physiker-Generation. Die Teilnahme an den Sitzungen war sehr lebhaft, die offizielle und nichtoffizielle Thätigkeit der Abteilung äusserst angeregt, der persönliche Verkehr allenthalben herzlich und ergiebig. Man spürte auch bei dieser Zusammenkunft den frischen Zug, der heute in der Physik weht, durch den es für einen jeden, der Beruf, Kraft und Zeit hat, der Entwickelung der Physik zu folgen, gegenwärtig eine Lust ist zu leben.

Folgende Vorträge wurden gehalten und meist lebhaft diskutiert:

Am 21. September nachmittags unter dem Vorsitz des Herrn Professor Dr. Merkelbach-Cassel:

1. H. Rubens-Charlottenburg: Versuche mit Reststrahlen von Quarz und Flussspat.
2. H. Rubens-Charlottenburg: Die optischen und elektrischen Eigenschaften der Metalle. Nach gemeinschaftlich mit Herrn E. Hagen angestellten Versuchen.
3. W. Nernst-Göttingen: Über die Bestimmung hoher Temperaturen.
4. Petzold-Chemnitz: Projektion von Diapositiven mit stereoskopischer Wirkung.

Am 22. September nachmittags unter dem Vorsitz des Herrn Professor Dr. Pringsheim-Berlin:

1. P. Drude-Giessen: Demonstration einiger Messapparate für elektrische Schwingungen.
2. H. Th. Simon-Göttingen: Über die Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung in der drahtlosen Telegraphie. Nach Versuchen mit Herrn M. Reich.
3. F. Neesen-Berlin: Über die Lage der Beeinflussung von Kathodenstrahlen.
4. F. Neesen-Berlin: Vorführung einer doppelt wirkenden Quecksilberluftpumpe.
5. A. Classen-Hamburg: Fresnelsche Interferenzen von planparallelen Platten als Vorlesungsversuch.

Am 23. September nachmittags unter dem Vorsitz des Herrn Professor Dr. Lecher-Prag:

1. R. Wachsmuth-Rostock: Schneidentöne und Labialpfeifen.
2. E. Grimsehl-Hamburg: Analyse und Synthese von Schwingungen.
3. E. Zschimmer-Jena: Über neue Glasarten von gesteigerter Ultraviolett-Durchlässigkeit.
4. F. Martens-Berlin: Demonstration zweier Photometer.
5. Pasche-Bern: Über ein Verfahren zur Elimination der Sekundärstrahlung in der Röntgentechnik.

Zu einer Anzahl physikalisch interessanter Vorträge war die Abteilung von anderen Abteilungen eingeladen.

Mit besonderem Danke wurde es begrüsst, dass Herr Rubens der Versammlung durch seine vortrefflichen Demonstrationen einmal die ganze Reihe seiner Reststrahlenversuche bis zu den neuesten so wichtigen Ergebnissen über die Reflexion und Absorption der Metalle vorführte. Er hat dadurch in weitem Kreise gezeigt, dass sich die wichtigen Versuche ohne besonders grosse und kostbare Hilfsmittel im Rahmen der Experimentalvorlesung sehr erfolgreich vorführen und verwerten lassen, und es ist anzunehmen und zu wünschen, dass sie thatsächlich von nun an in das Inventar derselben allenthalben aufgenommen werden. Auch von Professor Drudes Versuchen ist für das Gebiet der elektrischen Schwingungen dasselbe zu sagen.

Zum Versammlungsort der nächstjährigen Tagung ist Breslau bestimmt worden.

Anschliessend an den Kongress war auch diesmal eine sehr schöne und reichhaltige Ausstellung von physikalischen und medizinischen Apparaten veranstaltet. Das Interesse der Physiker nahm vor allen Dingen die Abteilung Zeiss-Jena in Anspruch, einmal durch die dort vorgeführte Sichtbarmachung ultra-mikroskopischer Teilchen nach Siedentopf und Zsygmondy, dann durch die ultraviolett durchlässigen Gläser von Schott & Genossen, dem grossen, für photogrammetrische Zwecke eingerichteten Stereokomparator nach Pulfrich und viele andere Darbietungen.

Am Freitag, 25. September, folgten die meisten Teilnehmer der physikalischen Abteilung einer Einladung der Göttinger Fachgenossen zur Besichtigung der dortigen Institute nach Göttingen, am Samstag, 26. September, einer entsprechenden Einladung der Marburger Fachgenossen nach Marburg.

H. Th. Simon.

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 75. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KASSEL.

H. Rubens (Charlottenburg), Versuche mit Reststrahlen von Quarz und Flussspat.[1])

Die Versuche, die ich Ihnen heute vorführen möchte, beziehen sich auf eine Arbeit, die ich vor einigen Jahren mit Hrn. E. F. Nichols zusammen ausgeführt habe. Diese Versuche sind, soweit mir bekannt, in anderen Laboratorien noch nicht wiederholt worden, weil man ihre Ausführung vielfach für schwierig und nur mit besonders grossen Mitteln für durchführbar hält. Ich kann diesem Vorurteil nicht besser begegnen, als, indem ich diese Experimente hier in einem Raume anstelle, der eigentlich nicht für physikalische Versuche eingerichtet ist und mit Instrumenten, wie sie fast jedem Laboratorium zur Verfügung stehen.

Als ein Mittel, Strahlen von grosser Wellenlänge zu erhalten, hat sich die metallische Reflexion, welche viele Körper im Ultrarot zeigte, erwiesen. Aus Dispersionsbeobachtungen lassen sich die Wellenlängen bestimmen, für welche eine Substanz metallische Reflexion besitzt. Bei Quarz z. B. ergeben sie sich nach dieser Methode zu 9 bis 10 μ, bei Flussspat zu ca. 30 μ, bei Steinsalz zu ca. 60 μ, bei Sylvin zu angenähert 70 μ.

Lässt man die Gesamtstrahlung einer Lichtquelle an mehreren Spiegeln aus einer solchen Substanz reflektieren, so erleiden die dem Absorptionsstreifen entsprechenden Strahlen nur einen geringen Energieverlust, während die anderen sehr schwach (mit ca. 3 Proz.) reflektiert werden, so dass man für die langen Wellen einen erheblichen Verstärkungsfaktor erhält. Schon nach 3 Reflektionen können wir ziemlich reine metallisch reflektierende Strahlen übrig haben. Wieviel Reflektionen nötig sind, hängt von der Art der Wärmequelle ab. Sehr reich an Strahlen grosser Wellenlänge ist der Auerstrumpf. Dass er auch im Verhältnis zur Gesamtstrahlung reich an Lichtstrahlen ist, steht hiermit nicht in Widerspruch, da die gewöhnlichen Wärmestrahlen, die den Hauptbestandteil anderer Strahlungsquellen bilden, in ihm sehr schwach sind.

Ich habe hier Reststrahlen von Quarz und von Flussspat aufgebaut. Beim Quarze haben wir 2 Maxima, ein doppeltes nahe bei 9 μ und ein einfaches bei 21 μ. Das letztere können wir durch Einschaltung einer Steinsalzplatte, welche diese Strahlen absorbiert, eliminieren. Zu dem Versuch verwende ich hier einen Auerbrenner, hier ist ein doppelwandiger Schirm, hier drei Quarzstücke, hier ein Silberspiegel, der die Strahlen hier auf eine Thermosäule wirft. Diese von mir jetzt benutzten Thermosäulen sind, absolut genommen, nicht so empfindlich, wie die alten Nobilischen, gestatten aber die Anwendung eines sehr empfindlichen Galvanometers, das sehr schnell in die Ruhelage zurückkehrt. Eine andere Erleichterung besteht darin, dass man nicht reines Material für die reflektierenden Flächen zu verwenden braucht, wie ich es bei meinen ersten Versuchen that. Es hat sich herausgestellt, dass dies gar nicht nötig ist. Eine vollkommen verwachsene, fast undurchsichtige Flussspatplatte reflektiert die Reststrahlen ebenso stark wie eine Platte aus völlig fehlerfreiem, wasserhellem Flussspat. Hier dieses grünliche Stück Flussspat z. B. reflektiert bei 31,6 μ mehr als 90 Proz., also mehr als ein ganz reiner Silberspiegel im Violett. Auch eine

1) Abteilung 2, am 21. Sept. 1903.

sehr grosse Ebenheit und feine Politur ist nicht notwendig; denn die Wellenlänge, auf die es hier ankommt, ist so gross, dass selbst eine Politur, die man ohne Schwierigkeit selbst herstellen kann, so gut ist, als sie bei Glas für Lichtwellen irgend sein kann. Thatsächlich hat sich nun für die Wellenlänge des Maximums der Reststrahlung bei Steinsalz 51 μ, bei Sylvin 61 μ mit Hilfe des Beugungsgitters ergeben, also etwas kleinere Werte, als aus der Dispersion berechnet waren. Das von Hrn. Aschkinass und mir hierzu benutzte Gitter besteht aus $^1/_3$ mm dicken Silberdrähten, und Beugungserscheinungen bei Lichtstrahlen sind, wie Sie sehen, damit kaum zu beobachten. Bei diesen Strahlen aber beträgt der Beugungswinkel schon ca. 10^0.

Nun komme ich zu der Ausführung der Versuche. Dazu ist es notwendig, die Lichtquelle zu definieren, und zwar geschieht dies am besten durch die Absorption, welche einige Substanzen für ihre Strahlen zeigen. Ich habe dazu 4 Stoffe gewählt: eine Quarzplatte, eine Flussspatplatte, eine Steinsalzplatte und eine Paraffinplatte. Die Versuche werden nun zuerst für die Gesamtstrahlung ausgeführt, dann für die Reststrahlen von Quarz und endlich für die Reststrahlen von Flussspat.

Wir beobachten, dass für die Gesamtstrahlung des Auerbrenners Steinsalz und Flussspat nahezu vollkommen durchlässig sind, die Quarzplatte etwa die Hälfte absorbiert und die Paraffinplatte kaum merkliche Durchlässigkeit zeigt. — Die Reststrahlen von Quarz gehen zwar durch Steinsalz noch fast ungeschwächt hindurch, aber Flussspat zeigt hier schon sehr merkliche Absorption und Quarz ist völlig undurchlässig. Auch Paraffin absorbiert noch immer sehr stark. — Für die Reststrahlen von Flussspat endlich sind Steinsalz, Flussspat und Quarz in der angewandten Schichtdicke bereits vollkommen undurchlässig. Dagegen gehen diese Strahlen durch Paraffin leicht hindurch; die eingeschaltete Platte absorbiert nicht mehr als 30 Proz. der auffallenden Strahlung.

Bei den Reststrahlen von Flussspat beginnt die Intensität der Strahlung etwa bei 22 μ, erreicht schnell ein Maximum bei $\lambda = 24\ \mu$, fällt dann ab, und zeigt bei 31,6 μ ein zweites Maximum, das um so deutlicher hervortritt, je mehr reflektierende Flächen man benutzt. Die mittlere Wellenlänge dieses ganzen Strahlenkomplexes liegt etwa bei 25,5 μ. Die Empfindlichkeit des hier angewendeten Galvanometers ist keine sehr hohe; eine Verschiebung des Lichtzeigers um einen Skalenteil entspricht etwa einem Strome von $^1/_{50}$ Milliontel Ampère; der innere Widerstand des Instruments ist ca. 2 Ohm.

Ausser durch Paraffin gehen diese Strahlen auch durch Kautschuk und andere gute Isolatoren, wie Benzol, Xylol, Schwefelkohlenstoff, Petroleum etc. in erheblichem Masse hindurch. Es zeigt sich hierin bereits der elektromagnetische Charakter dieser Strahlen. Dieser tritt freilich noch besser hervor, wenn man zu grösseren Wellenlängen, etwa zu den Reststrahlen von Steinsalz und Sylvin übergeht. Die Maxwellsche Beziehung $n = \sqrt{K}$ stimmt für diese Strahlen bei vielen Stoffen, bei welchen die Prüfung im sichtbaren Gebiet versagt. Ebenso zeigt sich noch deutlicher, dass gute Isolatoren für solche Strahlen durchsichtig sind. Drittens möchte ich daran erinnern, dass es gelungen ist, mit langwelligen Wärmestrahlen elektrische Resonanzerscheinungen hervorzurufen.

Mit Hilfe dieser Wärmestrahlen von grosser Wellenlänge war man also imstande, nach verschiedenen Richtungen hin den Anschluss an die elektrische Strahlung zu erreichen, wie dies die Maxwellsche Theorie verlangt. Freilich ist dies bis vor kurzem nur bezüglich der Isolatoren gelungen, während die optischen Eigenschaften der Leiter, insbesondere der Metalle mit den elektrischen nicht in Übereinstimmung zu bringen waren. Dieser Gegenstand ist in dem folgenden Vortrag ausführlich behandelt.

H. Rubens (Charlottenburg), Die optischen und elektrischen Eigenschaften der Metalle. Nach gemeinschaftlich mit Herrn E. Hagen angestellten Versuchen.[1])

Dass die Maxwellsche Theorie in ihrer ursprünglichen Form nicht genügt, um die optischen Eigenschaften der Metalle darzustellen, dass vielmehr die optischen und elektrischen Eigenschaften dieser Körper vom Standpunkt jener Theorie aus einen scharfen Gegensatz bilden, ist mehrfach, insbesondere von den Herren E. Cohn und P. Drude ausgesprochen worden. Kundt hat durch Prismenversuche nachgewiesen, dass sich die Brechungsexponenten der Metalle für rotes Licht in dieselbe Reihe ordnen lassen wie die spezifischen Widerstände. Nach der Maxwellschen Theorie müsste die Reihenfolge gerade die umgekehrte sein. Ebensowenig sind die durch die Theorie geforderten Beziehungen erfüllt, welche die Durchsichtigkeit und das Reflexionsvermögen der Metalle im sichtbaren Gebiet betreffen. Dagegen lösen sich diese Widersprüche, wenn man zu längeren Wellen, d. h. zu dem ultraroten Spektrum übergeht. Bereits im Jahre 1889 habe ich darauf hingewiesen, dass im

1) Abteilung 2, am 21. Sept. 1903. — Vgl. Berl. Ber. 269 u. 410, 1903, und Ann. d. Phys. 11, 873, 1903.

ultraroten Spektrum die guten Leiter für Wärme und Elektrizität (*Ag*, *Cu*, *Au*) ein höheres Reflexionsvermögen zeigen als die schlechten Leiter (*Pt*, *Ni*, *Fe*). Ferner haben Prof. Hagen und ich vor kurzem feststellen können, dass Platin und insbesondere Wismut, welche im sichtbaren Spektralgebiet, trotz ihres schlechten Leitvermögens erheblich undurchsichtiger sind als Silber und Gold, im Ultraroten diese Metalle an Durchlässigkeit weit übertreffen, so dass im Gebiet längerer Wellen für die Extinktionskoeffizienten dieser Metalle die von der Maxwellschen Theorie verlangte Reihenfolge besteht. Zur Erläuterung dieser Thatsache dient folgender Versuch: Auf 2 dünnen Quarzplatten von gleicher Dicke ist ein blau durchsichtiger Silberspiegel und ein fast undurchsichtiger Wismutspiegel durch Kathodenzerstäubung niedergeschlagen. Trotz seiner Undurchsichtigkeit erweist sich die Wismutschicht für den langwelligeren Teil der von einer Auerlampe ausgehenden Wärmestrahlen durchlässig, während das durchsichtige Silber nahezu alles absorbiert (Demonstration).

Da sich jedoch nur wenige Metalle in hinreichend dünnen Schichten von gleichmässiger Dicke herstellen lassen und da es insbesondere an geeigneten diathermanen Trägern für diese Metallschichten fehlt, haben wir unsere Absorptionsversuche nicht weiter fortgesetzt, sondern wir haben die Bestimmung des Reflexionsvermögens der Metalle für lange Wellen zum Gegenstand unserer Untersuchung gemacht. Die elektromagnetische Lichttheorie liefert unter gewissen für die Metalle hinreichend erfüllten Voraussetzungen für das Reflexionsvermögen R, ausgedrückt in Prozenten der auffallenden Strahlung, zum Ausdruck:

$$R = 100 - \frac{200}{\sqrt{\Lambda \tau}}$$

Λ bedeutet darin das elektrische Leitvermögen des betreffenden Metalls in absoluten elektrostatischem Mass und τ die Schwingungsdauer in Sekunden. Diese Gleichung ist von den Herren P. Drude, M. Planck und anderen abgeleitet worden. Führt man statt der Schwingungsdauer τ die Wellenlänge λ (in μ gemessen) ein und statt des absoluten elektrostatischen Leitvermögens Λ die Leitfähigkeit x, d. h. den reziproken Wert des Widerstands, gemessen in Ohm, den ein Leiter aus dem betreffenden Material bei 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt haben würde, so folgt:

$$R = 100 - \frac{36{,}5}{\sqrt{x \cdot \lambda}}$$

und für die in die Metalle eindringende Intensität $100 - R$:

$$100 - R = \frac{36{,}5}{\sqrt{x \cdot \lambda}}$$

$$(100 - R)\sqrt{x} = \frac{36{,}5}{\sqrt{\lambda}} = C_\lambda$$

d. h. das Produkt aus dem Eindringungskoeffizienten $(100 - R)$ und der Wurzel aus der Leitfähigkeit x ist eine von der Natur des Metalls unabhängige, nur von der Wellenlänge der Strahlung abhängige Grösse.

Unser Verfahren zur Untersuchung des Reflexionsvermögens ist in der beistehenden Skizze

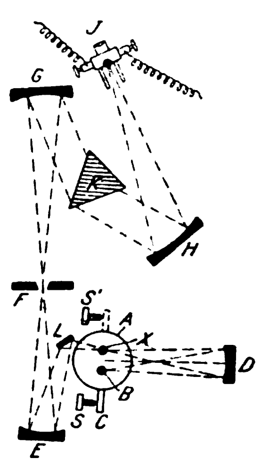
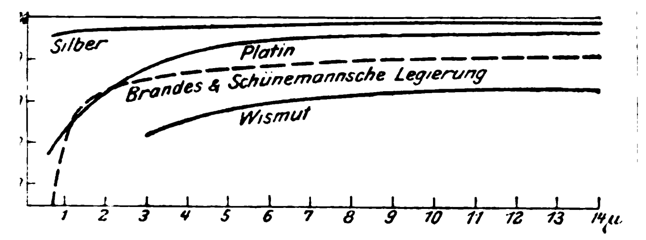
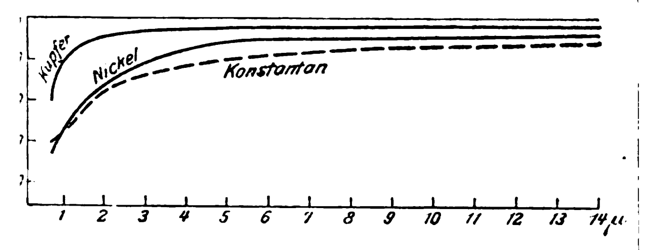


Fig. 1.

Fig. 1, veranschaulicht. Wir haben hier ein kleines Drehtischchen A; dieses enthält etwas exzentrisch eine kleine Nernstsche Glühlampe B. Wenn man das Drehtischchen um 180° herumlegt, was mit Hilfe eines Armes C und zweier Stellschrauben S und S' schnell und genau geschehen kann, dann rückt die Nernst-Glühlampe genau an die Stelle (X), welche vorher ihr von dem Hohlspiegel D erzeugtes Spiegelbild inne hatte, für den das Reflexionsvermögen gemessen werden soll. Die Intensität der von X ausgehenden Strahlen unterscheidet sich in beiden Stellungen der Nernstlampe, da Bild und Gegenstand gleichgross sind, nur um das Reflexionsvermögen des Metalles, aus welchem der Hohlspiegel D hergestellt ist. Von X ab ist der Strahlengang in beiden Fällen, d. h. bei beiden Stellungen der Nernst-Lampe, derselbe. Durch einen Planspiegel L und einen Hohlspiegel E werden die Strahlen auf dem Spalte eines Spektrometers $FGHJ$ vereinigt, welches statt der Linsen mit Hohlspiegeln G und H versehen ist. K ist ein Sylvinprisma. Man sieht, dass die Anordnung so getroffen ist, dass die von der Nernst-Lampe ausgehenden Strahlen bis zu ihrer Wiedervereinigung auf der Thermosäule J keinen festen Körper zu durchdringen brauchen, mit Ausnahme des Prismas K. Vergleicht man für eine beliebige Wellenlänge die Ausschläge, welche die Thermosäule in den beiden Stellungen der Nernst-Lampe liefert, so ergiebt sich daraus ohne weiteres das Reflexions-





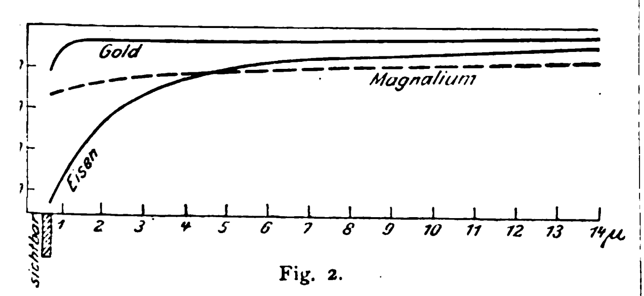


Fig. 2.

vermögen des Spiegels D für diese Wellenlänge. Derartige Messungen haben wir an 14 Stellen des ultraroten Spektrums bis zur Wellenlänge $\lambda = 14\,\mu$ für viele Metalle und für eine ganze Reihe von Legierungen und Spiegelmetallen, von denen auch das Leitungsvermögen bekannt war, durchgeführt. Unsere Ergebnisse sind in der beistehenden Kurventafel, Fig. 2, dargestellt. Die Wellenlängen sind darin als Abszissen, die Reflexionsvermögen als Ordinaten aufgetragen. Der Verlauf der Kurven ist überraschend einfach. Sie erheben sich sämtlich mit wachsender Wellenlänge zu immer grösserem Reflexionsvermögen, so dass der Schluss berechtigt erscheint, dass alle Metalle und Legierungen für unendlich lange Wellen die auffallende Strahlung vollkommen ungeschwächt zurückwerfen. In allen drei Zeichnungen wird die obere Grenze durch die wagerechte Linie gebildet, welche dem Reflexionsvermögen 100 Proz. entspricht. Der grosse Wellenlängenbereich, welcher in den Zeichnungen dargestellt werden soll, bedingt es, dass das sichtbare Gebiet nur eine sehr geringe Breite, etwa $\frac{1}{30}$ des Ganzen, einnimmt. Im Gebiete langer Wellen liegt die Kurve des Silbers am höchsten. Es folgen die Kurven von Kupfer, Gold, Platin, Nickel, Eisen, die Kurven der Legierungen und endlich die des Wismuts.

Betrachten wir den Eindringungskoeffizienten $(100 - R)$, so zeigt sich, dass diese Grösse für lange Wellen der Quadratwurzel aus dem elektrischen Leitvermögen umgekehrt proportional wird. Wir wollen diesen Vergleich für einige Wellenlängen des ultraroten Spektrums vornehmen. Wir haben dazu $\lambda = 4\,\mu$, $\lambda = 8\,\mu$ $\lambda = 12\,\mu$ gewählt. Alle wesentlichen Angaben sind in der folgenden Tabelle enthalten.

In der ersten Spalte sind die Metalle Silber, Kupfer, Gold, Platin, Nickel, Stahl, Wismut und eine Anzahl Legierungen von sehr verschiedenem Leitvermögen aufgeführt.

Die zweite Spalte enthält die Wurżeln aus

Tabelle I.

	Leitvermögen $\varkappa_{18}$	$\sqrt{\varkappa_{18}}$	$\lambda = 4\,\mu$		$\lambda = 8\,\mu$		$\lambda = 12\,\mu$	
			$(100 - R)$	$C_4 = (100 - R)\sqrt{\varkappa_{18}}$	$(100 - R)$	$C_8 = (100 - R)\sqrt{\varkappa_{18}}$	$(100 - R)$	$C_{12} = (100 - R)\sqrt{\varkappa_{18}}$
Silber	61,4	7,85	1,9	14,9	1,25	9,8	1,15	9,0
Kupfer	57,2	7,56	2,7	20,6	1,4	10,6	1,6	12,1
Gold	41,3	6,43	3,4	21,9	2,7	17,4	2,15	13,8
Platin	9,24	3,04	8,5	25,8	4,6	14,0	3,5	10,6
Nickel	8,5	2,92	8,2	23,9	4,65	13,6	4,1	12,0
Stahl	5,02	2,24	12,2	27,3	7,0	15,7	4,9	11,0
Wismut	0,84	0,916	(24,8)	(22,7)	(18,5)	(16,9)	(17,8)	(16,3)
Patentnickel P	3,81	1,95	7,9	15,4	7,5	14,6	5,7	11,1
Patentnickel M	2,94	1,71	8,6	14,8	6,5	11,1	7,0	12,0
Konstantan	2,04	1,43	11,7	16,7	7,3	10,6	6,0	8,6
Rossesche Legierung	2,07	1,44	11,5	16,6	9,0	13,0	7,1	10,2
Brandes und Schünemannsche Legierung	1,48	1,22	12,9	15,7	10,2	12,3	9,1	11,1
Mittelwert von C für 4, 8, 12 μ	—	—	—	$C_4 = 19,4$	—	$C_8 = 13,0$	—	$C_{12} = 11,0$
Mittlere Abweichung δ vom Mittelwert von C	—		—	$\delta_4 = 21,0\%$	—	$\delta_8 = 14,5\%$	—	$\delta_{12} = 9,6\%$
Theoretischer Wert von C' berechnet $C' = \frac{36{,}5}{\sqrt{\lambda}}$	—	—	—	$C_4' = 18,25$	—	$C_8' = 12,90$	—	$C_{12}' = 10,54$

den Leitvermögen x. In 3 weiteren Doppelspalten sind nun die Eindringungskoeffizienten $(100 - R)$ und die Produkte $C_\lambda = (100 - R)\sqrt{x}$ für die Wellenlängen $\lambda = 4\,\mu$, $\lambda = 8\,\mu$ und $\lambda = 12\,\mu$ angegeben.

Die Produkte $(100 - R)\sqrt{x}$ schwanken bei $\lambda = 4\,\mu$ mit einer mittleren Abweichung von 21 % um den Mittelwert $C_4 = 19,4$. Bei $\lambda = 8\,\mu$ ist die mittlere Abweichung der einzelnen Produkte vom Mittelwert $C_8 = 13,0$ noch 14,5 %. Bei $\lambda = 12\,\mu$ endlich ist die mittlere Abweichung nur noch 9,6 %, der Betrag des Mittelwerts $C_{12} = 11,0$. Hierbei sind die für Wismut erhaltenen Werte nicht mit berücksichtigt worden. Dieses Metall folgt der für die anderen Metalle gefundenen Gesetzmässigkeit nicht; sein Reflexionsvermögen ist im Ultrarot noch erheblich geringer, als man dies nach seinem schlechten Leitvermögen erwarten sollte.

Die Tabelle I zeigt aber nicht nur, dass in der That das Produkt $(100 - R)\sqrt{k}$ im Gebiet grösserer Wellenlängen mehr und mehr von der Natur des Metalls unabhängig wird. Auch der absolute Betrag dieses Produkts und seine Abhängigkeit von der Wellenlänge ergeben sich mit der Maxwellschen Theorie in vollkommener Übereinstimmung: Nach der elektromagnetischen Lichttheorie ist

$$C_\lambda = \frac{36 \cdot 5}{\sqrt{\lambda}}$$

d. h. für $4\,\mu : C_\lambda = 18,25$
für $8\,\mu : C_\lambda = 12,90$
für $12\,\mu : C_\lambda = 10,54$

Diese berechneten Zahlen sind mit den beobachteten Mittelwerten innerhalb der Fehlergrenzen identisch. Es folgt aus der Genauigkeit, mit welcher sich das optische Verhalten der Metalle den Forderungen der elektromagnetischen Lichttheorie anpasst, dass bei diesen Substanzen die molekularen Eigenschwingungen, welche die Maxwellsche Theorie in ihrer ursprünglichen, hier verwendeten Gestalt nicht berücksichtigt, bereits bei $\lambda = 4\,\mu$ keine wesentliche Rolle mehr spielen.

Es war zu erwarten, dass beim Übergang zu noch grösseren Wellenlängen die beobachteten Gesetzmässigkeiten noch deutlicher hervortreten würden. Wir haben deshalb unsere Untersuchung unter Benutzung der Reststrahlen von Flussspat fortgesetzt. Bei dieser grossen Wellenlänge ist indessen das Reflexionsvermögen sämtlicher Metalle und Legierungen nur noch so wenig von 100 Proz. verschieden, dass es nicht vorteilhaft ist, den Eindringungskoeffizienten $(100 - R)$, auf welchen es hier allein ankommt, aus dem Reflexionsvermögen zu ermitteln. Ein hierzu viel geeigneteres Mittel liefert die Untersuchung der Emission. Durch Vergleichung der Emission einer blanken Metallfläche mit derjenigen eines absolut schwarzen Körpers von gleicher Temperatur für dieselbe Wellenlänge erhält man die Grösse $(100 - R)$ für diese Wellenlänge unmittelbar. Ein besonderer Vorteil dieser Methode besteht ferner darin, dass die zur Untersuchung verwendeten Metallplatten nur blank und metallisch rein, aber keineswegs eben zu sein brauchen.

Zu den Versuchen wurde ein drehbar aufgestellter, kupferner Kasten A (Fig. 3) benutzt, der an seinen vier Seitenflächen mit runden Öffnungen und Verschraubungen versehen war, in welche die zu vergleichenden Metallplatten (strahlende Fläche 50 mm Durchmesser), bez. der „schwarze Körper", eingesetzt werden konnten. Letzterer bestand aus einem mit konischen Enden versehenen, mit Mattlack geschwärzten Kupfercylinder B von 47 mm Innendurchmesser. Seine Öffnung am einen Ende

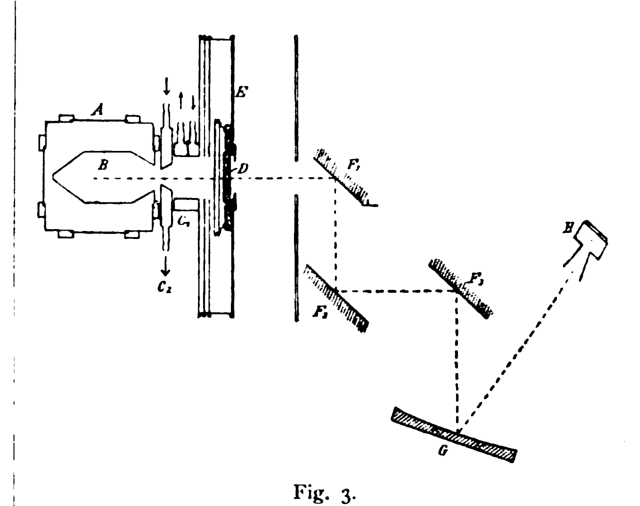


Fig. 3.

war 22 mm weit. Als Heizflüssigkeit, welche obigem zufolge die zu erhitzenden Flächen direkt umspülte, diente Anilin. Die Heizung geschah elektrisch mittels einer in den Kupferkasten eingebauten Heizspirale aus Konstantanband. Die Temperatur wurde in der Regel auf 170° gehalten. Der Heizkasten wurde vor einem wassergespülten Diaphragma C_1 bez. C_2 aufgestellt, hinter dem sich ein auf Zimmertemperatur gehaltener Klappschirm D befand. Wurde letzterer gehoben, so fiel die zu messende Strahlung nacheinander auf drei bez. vier in passender Lage aufgestellte Flussspatflächen F_1, F_2, F_3, wurde an ihnen reflektiert und gelangte dann auf einen grossen, vorn versilberten Hohlspiegel G, der sie auf eine Rubenssche Thermosäule H konzentrierte. Von der Gesamtemission wurden dadurch die etwa der Wellenlänge $25,5\,\mu$ entsprechenden Flussspatreststrahlen ausgesondert.

Da eine direkte Vergleichung der Strahlungen der Metallflächen mit der des erwähnten

schwarzen Körpers wegen der verschiedenen Grösse der strahlenden Fläche beider unmöglich war, so musste dabei folgendes Verfahren eingeschlagen werden. Es wurde in eine der Öffnungen des Heizkastens eine dünne, berusste Kupferscheibe eingesetzt und ihr dicht anliegend eine 5 cm grosse Scheibe aus mikroskopischem Deckglas. Sodann wurde das Verhältnis der Strahlungsintensität des schwarzen Körpers zu der der Glasplatte unter Benutzung des kleinen, wassergespülten Diaphragmas C_2 (14 mm Durchmesser) ermittelt. Der gefundene Wert ergab sich zu 1,29. Für alle weiteren Versuche wurde dann stets die Strahlungsintensität der verschiedenen Metallflächen mit der der gedachten Glasplatte unter Verwendung des 32 mm grossen, runden Diaphragmas C_1 verglichen. Die so erhaltenen Verhältniszahlen brauchten alsdann nur noch durch 1,29 dividiert zu werden, um auf diese Weise unmittelbar den Vergleich mit der absolut schwarzen Strahlung zu ergeben. In dieser Weise sind die in der nachstehenden Tab. 2 aufgeführten Zahlen erhalten.

Der Inhalt der Tabelle 2 lässt die Übereinstimmung unserer Beobachtungen mit den Forderungen der Maxwellschen Theorie deutlich hervortreten. Von den 20 untersuchten Metallen und Legierungen zeigen 19 innerhalb der Fehlergrenzen das aus der Leitfähigkeit berechnete Emissionsvermögen, wie aus Spalte 6 und 7 hervorgeht. Nur das Wismut macht wieder eine Ausnahme. In gleicher Weise zeigt die relativ gute Konstanz des Produkts $(100-R)\sqrt{x} = C$, das Vorhandensein der erwähnten Gesetzmässigkeit. Das Gesamtmittel der Produkte ergiebt sich zu 7,35, die mittlere Abweichung der einzelnen Produkte von diesem Werte beträgt hier weniger als 5 Proz. Für die Konstante C_λ liefert die Maxwellsche Theorie für $\lambda = 25,5\ \mu$ den Wert

$$C_{25,5} = \frac{36.5}{\sqrt{25,5}} = 7,23;$$

mithin sind auch die absoluten Werte in vollkommenster Übereinstimmung.

Aus den Zahlen der Tabelle 2 geht bereits mit genügender Sicherheit hervor, dass die Grösse $(100-R)$ die durch den elektrischen Temperaturkoeffizienten der Metalle bedingte Abhängigkeit von der Temperatur besitzt. Andernfalls hätte der Mittelwert des Produkts $(100-R)\sqrt{x}$ für die reinen Metalle ca. 25 Proz. kleiner ausfallen müssen, als für die Legierungen mit verschwindendem Temperaturkoeffizienten und als die theoretisch berechnete Zahl 7,23. Durch weitere Versuche mit einem glühenden Platinstreifen haben wir feststellen können, dass auch in dem Gebiet höherer Temperaturen das Emissionsvermögen sehr angenähert mit der Wurzel aus dem elektrischen Widerstand wächst. Setzt man den Widerstand des von uns benutzten Platinblechs bei der Temperatur t

Tabelle II.

1	2	3	4	5	6	7	8		
	Leitungsvermögen bei 18° $\varkappa_{18}$	Temperaturkoeffizient des Widerst. $10^3 . a$	Leitungsvermögen bei 170° $\varkappa_{170}$	$\sqrt{\varkappa_{170}}$	Emissionsvermögen $\mathfrak{J} = (100-R)$ für $\lambda = 25,5\ \mu$ und 170° ber. aus dem Leitverm.	beob.	Produkt der in Kolumne 5 und 7 enthaltenen Werte $(100-R)\sqrt{\varkappa} = C$		
Silber	61,4	4,0	39,2	6,26	1,15	1,13	7,07		
Kupfer	51,8	4,2	32,5	5,70	1,27	1,17	6,67		
Gold	41,3	3,68	27,2	5,21	1,39	1,56	8,10		
Aluminium	31,6	3,90	20,4	4,52	1,60	1,97	8,91		
Zink	15,83	3,94	10,2	3,19	2,27	2,27	7,24		
Kadmium	13,13	4,25	8,40	2,86	2,53	2,55	7,29	7,34	
Platin	9,24	3,84	5,98	2,44	2,96	2,82	6,88		
Nickel	8,50	4,38	5,26	2,29	3,16	3,20	7,33		
Zinn	8,28	4,65	5,01	2,24	3,23	3,27	7,32		
Palladium [2]	5,82	2,06	4,48	2,11	3,43	3,58	7,53		
Stahl	5,02	3,69	3,30	1,81	3,99	3,66	6,62		
Quecksilber	1,044	0,92	0,916 [1]	0,957	7,55	7,66	7,33		
Wismut	0,84	4,54	0,513	0,716	10,09	(25,6)	(18,3)		Gesamtmittel 7,35
Messing	11,80	1,55	9,68	3,10	2,32	2,36	7,35		
Rotguss	7,89	0,8	7,05	2,65	2,73	2,70	7,16		
Manganin	2,38	0 03	2,37	1,54	4,69	4,63	7,16		
Konstantan	2,04	0,01	2,04	1,43	5,05	5,20	7,43	7,37	
Patentnickel *P*	3,81	0,25	3,69	1,92	3,77	4,05	7,77		
Patentnickel *M*	2,94	0,20	2,86	1,69	4,28	4,45	7,53		
Brandes-Schünemann (Leg. 98)	1,62	0,34	1,55	1,24	5,80	5,78	7,18		

1) Bei 100°.
2) unrein.

$$\omega_t = \omega_0 \ (1 + \alpha t + \beta t^2),$$

so werden unsere Emissionsbeobachtungen vollkommen dargestellt durch die Konstanten $\omega_0 = 0{,}154$, $\alpha = 0{,}0024$ und $\beta = 0{,}0000033$. Hiervon sind die Werte für ω_0 und α den elektrischen Messungen an unserem Platinstreifen direkt entnommen und nur β willkürlich gewählt.

Es folgt aus diesen Versuchen, dass auch die Gesamtemission des glühenden Platins wesentlich von den Widerstandsverhältnissen, in erster Linie also von der Reinheit des Materials abhängen muss. Gewisse Differenzen, welche sich zwischen verschiedenen Beobachtern auf diesem Gebiet ergeben haben, finden vermutlich hierdurch ihre Erklärung.

Die Emission der verschiedenen Metalle für die Reststrahlen von Flussspat lässt sich wegen der ausserordentlich hohen Anforderungen, die an die Empfindlichkeit der Messinstrumente in diesem Falle gestellt werden müssen, nicht leicht demonstrieren. Dagegen zeigt die Gesamtemission der Metalle, eine genügend tiefe Strahlungs-Temperatur vorausgesetzt, qualitativ wenigstens, bereits die beobachtete Gesetzmässigkeit. Die Emission eines Leslieschen Würfels von ca. 80°, dessen 4 strahlende Flächen aus poliertem Silber, Konstantan, Wismut und Glas bestehen, zeigt die zu erwartenden Unterschiede deutlich (Demonstration).

Als das wesentlichste Ergebnis der mitgeteilten Untersuchung ist wohl die Thatsache anzusehen, dass die Maxwellsche Theorie die Optik der Metalle im Gebiet längerer Wellen vollkommen darstellt.

Aus der beobachteten Grösse $(100 - R)$ lassen sich die übrigen optischen Konstanten der Metalle mit grosser Annäherung ermitteln. Für den Berechnungsexponenten ν und den Exstinktionskoeffizienten g erhält man die Gleichung:

$$g = \nu = 5{,}48 \sqrt{x \cdot \lambda} \quad \text{oder} \quad g = \nu = \frac{200}{100 - R}.$$

Hieraus geht hervor, dass an keiner Stelle des ultraroten Spektrums, vom sichtbaren Gebiet bis zu den Hertzschen Wellen von einem Meter Länge, die Strahlung eine Metallschicht von einem Hundertstel Millimeter Dicke in merklichem Betrag zu durchdringen vermag. Sollte dennoch durch Beobachtung festgestellt sein, dass ultrarote Strahlen von grosser Wellenlänge durch $^1/_2$ mm dicke Schichten von Aluminium oder Silber nahezu ungeschwächt hindurchgehen, so müsste bei unseren sämtlichen Resultaten die Übereinstimmung mit der Maxwellschen Theorie eine zufällige sein, die jenseits 25 μ wieder vollkommen verschwindet.

Es muss dies hervorgehoben werden, da Herr Blondlot die von ihm kürzlich beobachteten Phänomene so gedeutet hat, als ob dieselben durch ultrarote Strahlen von grosser Wellenlänge hervorgebracht seien. Diese Deutung steht also mit unseren Resultaten in Widerspruch.

Aus der von uns beobachteten Gesetzmässigkeit ergiebt sich weiterhin die interessante Thatsache, dass man jetzt imstande ist, mit Hilfe rein optischer Messungen — und dazu gehören auch Strahlungsbeobachtungen — absolute elektrische Widerstandsbestimmungen auszuführen. Die Leitfähigkeit x ist gleich $\frac{C_\lambda^2}{(100 - R)^2}$. Die Grösse C_λ enthält ausser Zahlenfaktoren nur die Lichtgeschwindigkeit c und die Wellenlänge λ, welche beide, ebenso wie das Emissionsvermögen $(100 - R)$, durch Strahlungsmessungen ermittelt werden. Damit ist die Möglichkeit einer optischen Ohmbestimmung gegeben.

Endlich ist noch hinzuzufügen, dass sich bei unseren Resultaten die magnetischen Eigenschaften von Eisen und Nickel nicht bemerkbar machen.

Diskussion zu den beiden vorstehenden Vorträgen von Rubens.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Kaufmann-Bonn: Die Versuche von Blondlot bezüglich der Emission der Röntgenröhre habe ich vergebens zu wiederholen versucht. Aber ich hatte keinen sehr regelmässig arbeitenden Unterbrecher, wie er nötig sein soll. Hat vielleicht einer der anderen Herren die Versuche wiederholt?

Donath-Berlin: Ich habe die Versuche von Blondlot auch ohne jeden Erfolg zu wiederholen gesucht.

Rubens: Ich habe mich lange damit abgegeben, offenbar sind diese Versuche sehr schwierig. Ich habe an Blondlot geschrieben, er hat mir sehr liebenswürdig geantwortet und seine Anordnung beschrieben, aber bis jetzt habe ich noch keine Resultate erhalten.

Drude-Giessen: In Giessen ist auch vergeblich versucht worden, Blondlots Versuche nachzumachen. — Ich wollte aber noch folgendes sagen: Die Formel aus der Maxwellschen Theorie abzuleiten, ist sehr leicht und einfach. Aber die Versuche sind sehr überraschend und bringen unsere Erkenntnis wesentlich weiter. Denn man sollte nicht glauben, dass schon in einem Gebiete von 4 μ die molekularen Eigenschaften ausgeschaltet sind. Die Versuche sind eine ganz ausserordentliche Bestätigung der Maxwellschen Theorie.

Pringsheim-Berlin: Rubens hat auch meine Versuche mit Lummer erwähnt und auf den Einfluss der Reinheit des Platins hingewiesen. Darüber waren wir uns schon damals auf Grund

experimenteller Erfahrungen klar. Wir haben die Versuche mit technisch reinem Platin gemacht, und gesagt, dass wir sie mit chemisch reinem Platin wiederholen würden.

Nernst-Göttingen: Ich habe eine Anfrage bezüglich der Lichtemission des Auerstrumpfes. Er soll Strahlen unterhalb 4 μ aussenden. Nun wird seine Temperatur ungefähr 2200^0 sein. Kann man nun annehmen, dass er diese Strahlen emittiert als schwarzer Körper? Oder handelt es sich um eine anomale Strahlung?

Rubens: Nein, die Annahme, dass der Auerbrenner anomale Strahlung besitzt, ist unnötig. Er emittiert nicht soviel lange Wellen, wie etwa ein schwarzer Körper von gleicher Temperatur. Nur im Verhältnis zu seiner Gesamtemission hat er sehr günstige Emission der langen Wellen.

Drude: Über die Frage der Magnetisierbarkeit kann man aus den Strahlungsversuchen keinen Schluss ziehen, das liegt an der geometrischen Art der Wellen, wie ich das in Kürze nicht deutlich machen kann. Wenn Sie Eisen in eine Spirale stecken und einen der Wechselzahl von 25 μ entsprechenden Wechselstrom hinein schicken, so würde Eisen, nach dieser Methode untersucht, wohl eine stark von 1 verschiedene Magnetisierungskonstante haben können, obwohl hier aus den Strahlungsversuchen keine Andeutung dafür besteht.

Classen-Hamburg: Über die experimentelle Anordnung möchte ich hinzufügen, dass zur Darstellung der Reststrahlen des Quarzes die Anwendung eines Hohlspiegels nicht notwendig ist. Ich erhielt ohne einen solchen mit einem Panzergalvanometer bei 5 m Skalenabstand $^1/_2$ m Ausschlag. — Die Versuche von Blondlot habe ich auch vergebens versucht, nachzumachen.

Rubens: Ich habe Blondlot geschrieben, dass ich ihm mein Silbergitter zur Wellenlängenbestimmung zur Verfügung stelle; aber er hat es abgelehnt, weil Silber ja für seine Strahlen durchlässig sei.

W. Nernst (Göttingen), Über die Bestimmung hoher Temperaturen.[1])

Der Vortragende demonstrierte die neuen von Heräus gefertigten elektrischen Öfen aus Iridium und die übrigen dazu gehörigen Apparate, die in sehr einfacher Weise Dampfdichtebestimmungen bis zu 2000^0 und darüber auszuführen gestatten. (Vergl. darüber Zeitschr. f. Elektrochemie 1903 Nr. 32.)

Die Bestimmung der Temperatur geschieht am einfachsten nach dem zuerst von Holborn und Kurlbaum 1901 angegebenen Prinzipe durch Bestimmung der Lichtemission; sehr gut hat sich bei den Versuchen des Vortragenden ein elektrolytischer für verschiedene Stromstärken photometrierter Leuchtstift bewährt, dessen Helligkeit so lange variiert wird, bis er weder hell auf dunklem Grunde, noch dunkel auf hellem Grunde im Vergleich zu dem im elektrisch geheizten Iridiumrohre befindlichen Gegenstande erscheint.

Zur Zeit ist allerdings das Gesetz, mit der die photometrische Helligkeit eines schwarzen Körpers mit der Temperatur ansteigt, bei hohen Temperaturen nur annähernd bekannt. (Vergl. darüber Lummer und Kurlbaum, Verhandl. der deutschen phys. Gesch. II Nr. 8, 1900.) Die im folgenden angegebenen Temperaturen sind unter der Annahme berechnet, dass bei 1690^0 ein schwarzer Körper 0,47 Hefner Kerzen ausstrahlt, und dass die Helligkeit mit der 14. Potenz der absoluten Temperatur ansteigt.

Zur Kontrolle wurde der Schmelzpunkt eines Drahtes aus reinstem Platin in der Weise bestimmt, dass in den senkrecht montierten Iridiumofen ein einem Reagensglas ähnliches Gefäss, das ebenfalls aus Iridium bestand, eingehängt wurde. Der Boden dieses Gefässes war mit etwas Zirkonerde bedeckt, um ein Anschmelzen des Platindrahtes zu verhindern. Als die Strahlung des untern Bodens des Iridiumgefässes gleich der des elektrolytischen Vergleichstiftes, durch den ein Strom von 0,125 A floss, war, schmolz der Platindraht eben noch nicht, wohl aber deutlich, wenn die Stromstärke 0,128 A war. Da der Leuchtstift bei 0,1265 A 0,91 HK pro mm^2 emittierte, so giebt diese Zahl also jedenfalls sehr nahe die Lichtemission eines schwarzen Körpers, als welcher das in einem nahe gleich temperierten Hohlraume befindliche Iridiumgefäss gelten kann, bei der Schmelztemperatur des Platins an. Nach Obigem berechnet sich hierfür eine Temperatur von 1782^0, welche Zahl mit sonstigen Schätzungen im Einklange sich befindet.

Für die Verwendbarkeit der Iridiumgefässe ist natürlich die Lage des Schmelzpunktes reinsten Iridiums von grösster Bedeutung. Derselbe wurde in der Weise ermittelt, dass ein kleines Stückchen Iridium in einem röhrenförmigen Ofen, der aus dem gleichen Materiale, wie elektrolytische Leuchtkörper, gefertigt war und eine Länge von ca. 4 cm, ein Lumen von ca. 3 mm besass, bis zum Schmelzpunkte erhitzt wurde. Von der einen Seite wurde das Iridiumstück mit einem Fernrohre betrachtet; von der andern Seite wurde die Strahlung des Iridiumstückes, die aus denselben Gründen wie oben als schwarze gelten kann, photometriert und zwar durch ein am Nullpunkte der optischen Bank montiertes Metalldiaphragma hindurch,

1) Abteilung 2, am 21. Sept. 1903.

welches eine runde Öffnung von 1 mm Durchmesser enthielt; der elektrolytische Ofen wurde sorgfältig so montiert, dass von der Photometerbank aus gesehen die Öffnung gleichmässig hell infolge der Strahlung des schmelzenden Iridiums erschien. Da der Augenblick des Schmelzens des Iridiums sich deutlich im Fernrohre beobachten liess, so konnte auf diesem Wege die Strahlung eines schwarzen Körpers beim Schmelzpunkt des Iridiums bis auf etwa eine halbe Kerze genau zu 9,5, also pro mm^2 zu 12,1 Kerzen bestimmt werden. Es berechnet sich daraus die Schmelztemperatur des Iridiums zu 2203^0 (rechnet man, was vielleicht der Wahrheit näher kommt, vom Schmelzpunkt des Platins ab mit der 13. Potenz der Temperatur, so würde sich 2238^0 ergeben). Sobald die Gesetze der optischen Strahlung näher untersucht sein werden, dürften sich aus den obigen Angaben die betreffenden Temperaturen recht genau berechnen lassen. Jedenfalls also wird man bei einiger Vorsicht in Iridiumgefässen noch merklich über 2000^0 Messungen ausführen können, was für zahlreiche physikalische und chemische Fragen wichtig werden dürfte.

Indem man in den oben erwähnten Apparat für Dampfdichtebestimmungen kleine Zirkoneimerchen, die ein wenig Silber enthielten, hineinfallen liess und den Ausschlag des Quecksilbermeniskus bestimmte, konnte der Siedepunkt des Silbers annähernd zu 2050^0 ermittelt werden.

Zum Schluss geht der Vortragende noch auf eine neue Methode zu einer Temperaturbestimmung ein, die auf der bekannten Formel

$$Q = RT^2 \frac{d\, ln\, K}{d\, T}$$

beruht. Wendet man die obige Formel nämlich auf ein im Dissoziationszustande befindliches Gas an, z. B. Kohlensäure, so bedeutet Q die Verbrennungswärme des Kohlenoxyds, die bei gewöhnlicher Temperatur genau bekannt ist und sich bis zu hohen Temperaturen sicher berechnen lässt, wenn man die spezifischen Wärmen der Kohlensäure, des Kohlenoxyds und des Sauerstoffes kennt; R ist die Gaskonstante, K ist der Koeffizient des Gesetzes der chemischen Massenwirkung, der sich aus dem Gesamtdrucke des Gasgemisches und aus dem Dissoziationsgrade in einfacher Weise ergiebt. Da in einem geeigneten Temperaturgebiete, das bei Kohlensäure besonders günstig gerade oberhalb 2000^0 liegt, sich die Dissoziation relativ stark mit der Temperatur ändert, so liegt hier ein relativ empfindliches, rein thermodynamisches Prinzip der Temperaturbestimmung vor, das zur Ergänzung luftthermometrischer Messungen und strahlungstheoretischer Berechnungen dienen kann. Zur Integration der obigen Gleichung muss obenein noch K für eine bereits bekannte niedere Temperatur ermittelt werden. Auf die Einzelheiten dieser Messungen, die noch nicht sämtlich zum Abschlusse gelangt sind, geht der Vortragende nicht näher ein, sondern begnügt sich mit dem Hinweis, dass nach einer vorläufigen Berechnung die oben aus der optischen Strahlung berechneten Temperaturen etwas zu niedrig sein dürften.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Pringsheim-Berlin: Damit auf Grund einer Zahlenangabe, die wir Herrn Nernst gemacht haben, nicht eine zu grosse Wertschätzung der Zahlen einreisst, möchte ich nur kurz bemerken, dass die 14. und 15. Potenz nur ungefähr gilt. Sie werden wohl nichts dagegen haben, die 3 dort bei 2203^0 zu streichen.

Nernst: Gewiss ist die 3 unsicher; aber die Messungen der Lichtemission haben eine solche Genauigkeit, deshalb habe ich die 3 mit hingeschrieben; die definitive Temperatur kann man erst geben, wenn man die genauere Form des Gesetzes hat.

Pringsheim: Was Ihre Absicht betrifft, die Temperatur thermodynamisch durch Dissoziation festzulegen, so wäre es ja sehr schön, wenn man absolute Temperaturbestimmungen nach einer neuen, von der Strahlung unabhängigen Methode vornehmen könnte.

Was die Iridiumgefässe betrifft, so ist das eine sehr grosse Erleichterung. Wir haben mit Kohlegefässen gearbeitet, was sehr schwierig ist. Kann man mit Iridiumgefässen bis 2200^0 schwarze Körper herstellen, so ist das schon sehr angenehm.

Nernst: Die Annahmen zu der neuen Temperaturmessung sind lediglich die Gasgesetze und der zweite Wärmesatz.

P. Drude (Giessen), Demonstration einiger Messapparate für elektrische Schwingungen.[1]

Ich möchte zeigen, dass man mit einfachen Apparaten und in einfacher Weise Messungen über elektrische Schwingungsdauer, Wellenlänge, Resonanz und Koppelungsverhältnisse mit verhältnismässiger Genauigkeit, bis zu $^1/_4$ Proz., ausführen kann. Diese Messungen haben in neuerer Zeit durch die drahtlose Telegraphie erneutes Interesse gewonnen. Es handelt sich hier um kleine Apparate für Laboratoriumszwecke, die aber auch leicht auf grosse Verhältnisse übertragen werden können.

Zunächst will ich die Messung einer Wellenlänge, die schon ziemlich gross ist, $^1/_2\, \lambda = 20$ m vorführen. Hier ist ein Plattenkondensator in Petroleum, wodurch eine grosse Variabilität der

1) Abteilung 2, am 22. Sept. 1903.

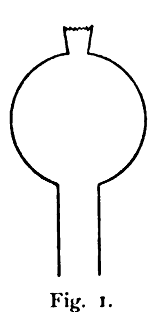


Fig. 1.

Kapazität im Verhältnis 1 : 20, vorhanden ist. Hier ist an ihn ein Kreis von 10 cm Durchmesser angesetzt. Hier befindet sich eine Funkenstrecke und ein Erreger.

Will ich grössere Wellenlängen haben, so kann ich den Kondensator zusammenschieben oder die Selbstinduktion ändern.

Ich kann also Wellenlängen von 1 m bis 100 m hervorrufen.

Hier habe ich eine Selbstinduktion von 1, 3, 5, 7 Windungen. Dieser Erregerkondensator besitzt Platten von 18 cm Durchmesser. Ebenso kann ich auch kleinere nehmen. Ich lasse hier Funken überspringen, und dadurch werden Wellen erregt. Ich möchte sie zunächst mal messen. Man kann das sehr genau durch eine magnetische Koppelung machen. Hier ist ein Meterstab mit 2 straff gespannten Kupferdrähten. Es wird ein Plattenkondensator mit Luft zwischen den Platten angesetzt. Der ist so verschraubt, dass die Kapazität sich ungeändert hält. Ich habe also hier einen Kondensator und eine rechteckige Leitung. Durch Überlegen eines

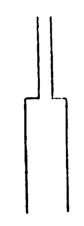


Fig. 2.

Bügels kann ich die Länge ändern. In einem solchen System kann man die Schwingungsdauer sehr genau berechnen.

Ich möchte nun zunächst zeigen, dass hier Resonanz besteht. Ich habe hier eine kleine Funkenstrecke, und wenn ich den Bügel verschiebe und die Resonanz treffe, so müssen die Funken überspringen. Die Erregung besteht darin, dass magnetische Kraftlinien hier die Leitung durchsetzen. Hier gehen magnetische Kraftlinien hindurch, und trotzdem werden Sie sehen, ist die Erregung ziemlich stark (Experiment). Sie hören hier ein störendes Nebengeräusch. Das rührt von Funken her, die zwischen den Platten des Empfänger-Kondensators übergehen; diese haben 1 mm Abstand, die Funkenstrecke beträgt nur $^1/_2$ mm, trotzdem gehen Funken zwischen den Platten über (ich vermute deshalb, weil im nahezu abgeschlossenen Luftraum zwischen den Kondensatorplatten die Ionisation länger bestehen bleibt).

Um genauer zu arbeiten, braucht man nichts, als eine gewöhnliche ausgepumpte Röhre, bis zu $^1/_{10}$ mm Quecksilber. Befindet sich in der Röhre Natrium, so ist sie besser. Die Dissoziationsspannung, die notwendig ist, damit das Leuchten einsetzt, ist hier sehr niedrig. Das ist wohl der Grund dafür; praktisch sind diese Röhren jedenfalls sehr gut. (Experimente im Dunkeln.) Die Funken zwischen den Platten stören. Wir wollen also die magnetische Koppelung schwächen, indem wir die Leitung erhöhen. Dass die Resonanz besser ist, je schwächer die Koppelung ist, kann man theoretisch leicht ausrechnen. Wir wollen die Leitung 5—6 cm in die Höhe stellen, so giebt es keine Funken mehr. Sie sehen, das ist eine ganz minimale Koppelung, da treten nur noch ein paar Kraftlinien hindurch. Das Leuchten tritt ein, wie Sie sehen. Für die Messgenauigkeit ist das recht gut. Hier lese ich die Zahl 76 ab, das entspricht einer Wellenlänge von 18 m. Zugleich kann man hier durch Anwendung verschiedener Kondensatoren verschiedene Schwingungsdauern messen. Will ich grössere Wellenlängen nehmen, z. B. 300 m, so kann ich dieselben Kondensatoren nehmen, und sie z. B. in Wasser hängen, da hat man grössere Kapazität. Auch die Intensität der Erregung hat man frei in der Hand. (Experimente). Sind die Dämpfungskoeffizienten grösser als hier, so kann man etwas stärkere Koppelung nehmen. Man kann auch die Funken in Petroleum springen lassen, wobei dann die Dämpfung klein ist und die Erregung sehr stark.

Will man die Schwingungsdauer messen, so kommt es darauf an, dass die Kapazität der Kondensatoren unveränderlich sei. Das ist nicht gut zu verlangen. Aber man kann sie leicht eichen. Hier ist eine Spule mit $^1/_2\ \lambda = 4$ m. Man kann leicht Spulen herstellen, denen 5, 10, 100 m halbe Wellenlänge entspricht. Wenn man also gelegentlich die Schwingungsdauer mit einer solchen Normalspule kontrolliert, so kann man dadurch einen Kondensator eichen.

Ich will nun zeigen, dass diese Spulen wirklich Eigenschwingungen haben. Ich habe hier eine Spule mit der Eigenschwingungsdauer $^1/_2\ \lambda = 23$ m. Ich setze sie so, dass sie mit einem Erreger magnetisch gekoppelt ist. Zunächst koppele ich sie schwach. Ich lasse hier Funken überspringen, so wird die Spule hier nicht erregt. Als Indikator benutze ich hier eine Vakuumröhre. (Experiment.) Ich verkleinere die Kapazität. Bei einer bestimmten

Stellung tritt starkes Leuchten ein, das ist die Resonanzlage. Was ich hier habe, ist ein Teslatransformator in kleinem Massstab. Mache ich die Koppelung stärker, so springen kleine Funken in der Spule über, welche die Isolation durchschlagen und zugleich sehen Sie die bekannten Tesla-Büschel.

Das also betrifft die Resonanz und die Wellenlänge. Doch habe ich noch etwas vergessen. Hier habe ich eine andere Spule, die würde ich auch auf Resonanz einstellen können, wenn ich die Plattendistanz im Erreger auf 1 mm einstellen würde. Dann bin ich schon an der Grenze, wo die Funken in Petroleum überspringen. Da müsste ich die nächstgrösste Selbstinduktion nehmen; doch hält mich das zu lange auf.

Nun möchte ich Ihnen die Oberschwingungen auf der Spule zeigen. Da muss man sich zunächst klar machen, wo die Oberschwingungen liegen würden. (Das wird an einer Zeichnung klar gemacht.)

Bei der Grundschwingung habe ich nur einen Potentialknoten in der Mitte, bei der ersten Oberschwingung zwei Knoten, und dazwischen einen Bauch. Ich kann sehr deutlich die Potentialschwankungen demonstrieren, indem ich mit der Vakuumröhre hier vorbei fahre. Hier leuchtet sie und hier ist eine Dunkelstelle. Isoliert von der Spule, etwa $^1/_2$ cm davon, ist ein dünner Kupferdraht gespannt. Am Potentialbauch springen Funken von der Spule auf den Draht über.

Bei der Grundschwingung sehen Sie also hier das Funkenspiel und hier und hier fehlt es. Bei der ersten Oberschwingung sehen Sie hier und hier und in der Mitte ein Funkenspiel. Bei der zweiten Oberschwingung sehen Sie hier 4 Funkenspiele, aber diese beiden am Ende sind nicht zu sehen, weil die Knoten an das Ende rücken, so dass hier die Potentialschwankung zu klein wird. (Versuche im Dunkeln.)

Als Erreger benutze ich jetzt eine Lechersche Anordnung in kleineren Dimensionen in folgender Weise: Hier ist mein Erreger, der aus einer Windung von 10 cm Durchmesser besteht. Da lasse ich die Funken in Petroleum überspringen, weil die Wellenlänge sehr klein ist, $^1/_2\,\lambda = 160$ cm. Dieser Draht hier ist zu einem Kondensator geführt. Ich will nun die Wellenlänge nicht durch magnetische, sondern durch elektrische Koppelung messen. Hier wird ein zweiter Kondensator hinein gesetzt, der aus zwei dicken Kupferplatten besteht. An den dicken Kupferbügel, der hier quer steht, sind zwei dünne Kupferdrähte im Abstand von 2 cm angesetzt, und diese setzen sich in eine Messleitung fort. Das ist ein Lechersches System. Wenn ich jetzt hier Funken überspringen lasse und eine Brücke verschiebe, so habe ich hier in diesem System ein deutliche Resonanz. Die Wirkung liegt darin, dass eine kleine elektromotorische Kraft Strom erregt. Die elektrische Koppelung wird um so schwächer, je näher ich die Drähte aneinander lege. Ich habe sie hier ganz nahe gelegt wegen der Messgenauigkeit. Die Genauigkeit der Messung wird um so besser, je schwächer die Koppelung ist. Man muss also mit ganz kleinen Brücken arbeiten, wenn man exakt arbeiten will. Den Erreger setze ich nicht direkt an den Ruhmkorff-, sondern an einen kleinen Tesla-Transformator.

(Es werden weitere Versuche gezeigt und erklärt.)

Ich möchte nun nach dieser Methode die Wellenlänge messen. (Experimente.) Also bei dieser mittleren elektrischen Koppelung ist die Wellenlänge noch ganz genau zu messen. 160 cm ist hier die halbe Wellenlänge. Das würde sich natürlich ändern, wenn ich hier die Platten distanz verändere.

Mein Zweck ist bei dieser Einrichtung, Ihnen die Eigenschaften der Koppelung zu zeigen. Ich habe hier eine Spule mit einer Eigenschwingung von $^1/_2\,\lambda = 160$ cm. Nun wollen wir diese Spule mal etwas intensiver magnetisch koppeln mit diesem auf Resonanz abgestimmten Erreger, indem ich sie hineinstelle in diesen Kreis, so dass ihre Windungsebene mit der Windungsebene des Erregers übereinstimmt. Dann entstehen aus einer Schwingung zwei; wo sie liegen, hängt von der Schwingungsdauer des Erregers und der Eigenschwingungsdauer und der Stärke der elektrischen Koppelung ab. Hat man eine Koppelung, die 0,5 beträgt, so ist das sehr viel. Zu dem extremen Fall 1 kommt es nie. (Experimente im Dunkeln.) Treffe ich gute Resonanz, so liegen diese beiden Wellen symmetrisch zu der primären Schwingung. (Folgt Experiment.) Es bestehen zwei Wellen von 160 ± 15 cm Halbwellenlänge. Hier würde der magnetische Koppelungskoeffizient etwa $\frac{30}{160}$, also etwa $^1/_5$ sein. Mache ich die Koppelung schwächer, so rutschen die beiden Wellen wieder etwas zusammen. (Experiment: $^1/_2\,\lambda = 160 \pm 11$ cm.) Jetzt ist die Koppelung $\frac{22}{160}$; das ist dadurch entstanden, dass ich hier die Holzklötze hineingelegt habe, dadurch ist die Spule um $1\,^1/_2$ cm erhöht. So also kann man die magnetische Koppelung messen.

Es fällt vielleicht auf, dass die Koppelung noch so klein ist, $^1/_5$, wenn ich die Spule hier hineinstelle. Das ist doch eigentlich sehr wenig. Man sollte nach dem Augenschein mindestens $^1/_3$ bis $^1/_2$ schätzen. Das liegt wesentlich daran,

dass hier in der Zuleitung zum Kondensator noch viel — tote Selbstinduktion will ich es mal nennen — liegt. Die Strecke der toten Selbstinduktion ist klein, aber der Draht ist dünn. Ich kann natürlich diese tote Selbstinduktion durch dickere Erreger-Drähte verringern.

Ich möchte hinzufügen, dass man zu genaueren Messungen mit ein bischen grösseren Apparaten arbeiten muss.

Noch einige Schlussworte über zwei Apparate, die einen anderen Zweck verfolgen, nämlich die Dielektrizitätskonstante zu messen.

In dem einen werden hier die Wellen erregt, indem man einen Ruhmkorff oder Tesla-Transformator ansetzt. Die Hilfe eines Tesla-Transformators ist für Wellen-Experimente stets günstig; denn man muss dünne Funken und hohe Spannungen haben, und die giebt der Tesla-Transformator. Die schönen Versuche von Hertz gehen sehr schön, wenn man nicht einen Ruhmkorff direkt zum Erregen der Funken benutzt, sondern einen Tesla-Transformator dazwischen schaltet. Also das ist die allgemeine Bemerkung, dass ein Tesla-Transformator immer nützlich ist. Also wir setzen hier einen Tesla-Transformator an, und hier ist die Brücke. Fülle ich einen kleinen Kondensator mit gewissen Flüssigkeiten, so kann ich die Resonanz messen. Hier tritt Leuchten auf, daraus kann ich die Kapazität messen, und daraus unmittelbar auf die Dielektrizitätskonstante schliessen. Man müsste nur hier eine Eichung haben.

Diesen Apparat habe ich schon beschrieben.

In neuerer Zeit sind sie in Giessen (Messungen durch W. Schmidt) mit einer etwas anderen Anordnung ausgeführt, wo die elektrische Koppelung durch magnetische Koppelung ersetzt ist. Die Sekundärleitung ist über die Primärleitung geschoben und dadurch magnetisch (induktiv) mit ihr gekoppelt. Hier habe ich den Kondensator, hier verschiebe ich eine Brücke, und da habe ich Resonanz. Dieser Apparat ist ein bischen umständlicher als der vorige, aber er ist zu Messzwecken noch besser. Allerdings ist die Wellenlänge hier etwas grösser.

Durch die magnetische Koppelung kann man besser als durch die elektrische Koppelung die Erregung stufenweise variieren, was für Absorptions-Messung wichtig ist. Nun giebt es ganz verschiedene Dielektrizitätskonstanten. Da ist es bequem, dass man hier die Wellenlänge verändern kann; dazu sehen Sie hier noch einige andere Kondensatoren.

Das ist die kleine Abänderung des Apparates mit Hilfe der magnetischen Koppelung. Damit bin ich fertig.

H. Th. Simon (Göttingen), Über die Erzeugung hochfrequenter Wechselströme und ihre Verwendung in der drahtlosen Telegraphie. Nach Versuchen mit Herrn M. Reich.[1])

1. Die gewöhnliche Methode, hochfrequente Wechselströme zu erzeugen, stützt sich auf die theoretisch und experimentell lange geklärte Thatsache, dass ein aus hintereinander geschaltetem Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität bestehendes System unter gewissen Umständen ein schwingungsfähiges ist, d. h., dass sich in ihm eine Gleichgewichtsstörung in einer (wegen des Widerstandes und der Strahlungsverluste meist stark gedämpften) Schwingung ausgleicht, von der Periode $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Um das System von seinem Gleichgewichtszustande aus immer wieder zu einem genügend hohen Potentiale zu laden, und dann automatisch die Schwingungen auszulösen, war von jeher die Funkenstrecke in Luft oder in Öl, die in den Entladungskreis gelegt wurde, als zwar etwas launisches, aber einziges Mittel im Gebrauch. Sie sperrte den Entladungskreis so lange ab, bis das Entladungspotential erreicht war, bis in dem Funken die oszillatorische Entladung überging. Soviel man nun auch dieses Mittel benutzt hat, und soviel man von seinen Launen zu leiden hatte (eine ganze Litteratur existiert über die sogen. „Aktivität" der Funken, d. h. seine Wirksamkeit als Erreger elektrischer Schwingungen), so hat es doch bisher offenbar an einer klaren Einsicht in das Wesen des ganzen Vorganges gefehlt. Über eine gewisse rezeptmässige Sammlung unzusammenhängender Erfahrungen ist man kaum hinausgekommen.

2. Nun lässt sich, wie wir schon vor zwei Jahren in Hamburg in unserem Bericht über die tönenden Flammen[2]) hervorgehoben haben, noch eine andere Möglichkeit voraussehen, ein schwingungsfähiges elektrisches System zum Schwingen zu bringen, analog der Art, wie z. B. die schwingungsfähige Luftsäule der Orgelpfeife von ihrem Anblasemechanismus zu dauerndem Tönen angeregt wird.

Wir haben auch damals darauf hingewiesen, dass der von Duddell gefundene tönende Flammenbogen für langsam schwingende Systeme thatsächlich die Lösung des Orgelpfeifenproblems auf elektrischem Gebiete darstellt. Einige andere Möglichkeiten, auch für schnelle Schwingungen zum Ziele zu kommen, haben wir diskutiert, ohne indes damals zu dem erstrebten Resultate zu gelangen. Unsere fortgesetzten Bemühungen haben seitdem einige Ergebnisse gehabt, die uns nicht nur, wie es uns scheint, dem Ziele näher gebracht haben, sondern auch in die bisherige Art der Funkenerregung einen klareren

1) Abteilung 2, am 22. Sept. 1903.

2) H. Th. Simon u. M. Reich, diese Zeitschrift 3, 278—286, 1901.

Einblick gestatten, als man ihn offenbar bisher hatte. Für sie ergeben sich Konsequenzen, die u. E. eine wesentliche Steigerung ihrer Leistungen gestatten.

3. Bei der Orgelpfeife und ähnlichen mechanischen Vorgängen periodischer Art, wie sie ziemlich häufig sind, deren exakte Theorie aber noch aussteht, ist ein schwingungsfähiges System mit einer stationären Strömung in eigenartiger Weise gekoppelt. Die Koppelungsstärke wird nämlich durch die Schwingungen selbst variiert, so dass sie am grössten ist, wenn die erregende stationäre Strömung mit der erregten Strömung gleichsinnig wirkt, am kleinsten, oder ganz gelöst, wenn sie einander entgegenarbeiten. Bei der Orgelpfeife wird diese Regulierung der Koppelung durch die äusserst bewegliche Luftlamelle bewirkt, die, durch die Pfeifenschwingungen bewegt, den Blasedruck bald in die Pfeife hinein, bald an ihr vorbei leitet.

Der Ideengang, nach dem wir dieses Prinzip auf dem elektrischen Gebiete verwerten zu können glaubten, ist von uns vor kurzem in einer Mitteilung dieser Zeitschrift[1]) auseinandergesetzt worden. Alle Eigenschaften nämlich zu einer ähnlichen Koppelung zweier elektrischer Stromkreise schien uns ein Flammenbogen zwischen Metallelektroden zu bieten. (Im Vortrag wurden diese Überlegungen und die wesentlichen Ergebnisse jener Abhandlung auseinandergesetzt, auf die hier hingewiesen sei).

4. Wie wir dort mitteilten, haben wir mittels hochgespannten Gleichstroms unter Verwendung von metallischen Vakuumfunkenstrecken äusserst wirksame elektrische Schwingungen erzeugen können, wie sie ähnlicher Art mittels hochgespannten Wechselstroms unter Verwendung seiner Quecksilberlampe Herr Hewitt beschrieben hat. Indessen handelte es sich bei allen diesen Versuchen um das langbekannte Phänomen der Partialentladungen: Langsames Aufladen der Kapazität zum Entladungspotential, darauf folgende gedämpft oszillatorische Entladung innerhalb eines so kurzen Zeitraums, dass noch keine neue Elektrizität von der Quelle nachströmen kann, dann Nichtleitendwerden der Funkenstrecke und nun Wiederholung des Spieles.

Die Erkenntnis, dass das Phänomen der Partialentladungen ein viel verbreiteteres ist, als man gewöhnlich annimmt, und dass dasselbe bei der gewöhnlichen Wellenerregung durch Funkenentladung eine grundlegende Bedeutung besitzt, scheint bisher nirgendwo bewusst hervorgetreten, jedenfalls aber nicht verwertet worden zu sein. Auch scheint diese Entladungsform bisher nicht mit dem Interesse durchforscht zu sein, wie sie es, ihrer Bedeutung nach, verdient. Denn wir finden nirgends die sich sogleich aufdrängenden wichtigen Konsequenzen gezogen, auf die wir jetzt hinweisen möchten. Wir werden sehen, dass sich durch Berücksichtigung dieser Konsequenzen auch die viel umstrittene Frage nach der „Aktivität" von Funken erledigt.

5. Wie wir zeigten, wird der Ladevorgang des Systems durch das Integral der Differentialgleichung

$$\frac{d^2e}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{de}{dt} + \frac{e}{LC} = \frac{E}{LC}$$

beschrieben. Die Diskussion derselben zeigt:

Für eine gegebene Ladungskapazität C sind die Pausen zwischen den Entladungskomplexen um so kürzer, je grösser das Potential der Ladungsstromquelle E und je kleiner das Entladungspotential ist. Für ein gegebenes Betriebspotential E um so kürzer, je niedriger das Entladungspotential und je kleiner die Ladungskapazität C. Für ein gegebenes Entladungspotential um so kürzer, je kleiner die Ladungskapazität C und je grösser die Betriebsspannung E.

Alle diese Konsequenzen lassen sich leicht experimentell prüfen. Bei Wechselstrombetrieb erhält man entsprechend dem wechselnden Betriebspotential (während Ladungskapazität und Entladungspotential gleichbleiben) periodisch zu- und abnehmende Pausen zwischen den Zündungen.

6. Um nach diesem Prinzipe der Partialentladungen möglichst intensive elektrische Wellen zu erzeugen, ist erforderlich, dass

1) die Pausen zwischen den Entladungskomplexen möglichst abgekürzt werden;
2) dass das Entladungspotential möglichst gesteigert wird.

Wie man bei gegebenem Entladungspotential und gegebener Ladungskapazität durch Steigerung der Betriebsspannung sowie durch richtige Wahl der Konstanten des Ladungskreises die Pausen abkürzt, haben wir gesehen. Begrenzt wird die so zu erreichende Häufigkeit der Entladungen durch die Bedingung, dass die Oszillation Zeit haben muss, auf einen sehr kleinen Stromwert abzuklingen, ehe der Ladungsprozess wieder wesentlich vorgeschritten ist. Ist das nicht der Fall, so hat die Funkenstrecke ihre Leitfähigkeit noch nicht verloren, die Ladung erfolgt stets nur zu einem niedrigen Potential, man hat ein Wogen des Flammenbogenstroms in engen Potentialgrenzen, einen inaktiven Funken (Duddellphänomen). Er lässt sich sofort in einen aktiven verwandeln, wenn man Widerstand oder Selbstinduktion in den Ladungskreis legt, um die Ladungszeiten zu verlängern. Wir haben in dieser Weise jede beliebige Funkenfolge rea-

1) H. Th. Simon u. M. Reich, diese Zeitschrift **4**, 364, 1903.

lisiert, von dem inaktiven Flammenbogenzustand bis zum Funkenübergang in regelmässigen Pausen von Sekunden.

7. Die genauere Analyse der Wirkungsweise der Funkenstrecke, wie sie auf Grund der modernen Kenntnisse der Gasentladungsvorgänge [1]) möglich ist, führt von hieraus abermals einen Schritt weiter.

Wenn an die metallischen Elektroden einer Gasentladungsstrecke Spannung von immer wachsender Höhe angelegt wird, so setzt zunächst bei einer bestimmten Minimalspannung der sogenannte Glimmstrom ein, der ein hohes Potentialgefälle besitzt. Die Höhe derselben hängt in recht komplizierter Weise von dem Material und der Grösse der Elektroden, von deren Entfernung, von der Art und dem Druck des Gases der Strecke, der Anwesenheit von feldstörenden Körpern, wie Glaswände etc. ab. Man ist heute dank der intensiven Arbeit zahlreicher Forscher auf diesem Gebiete imstande, die Art dieser Abhängigkeiten wenigstens qualitativ zu übersehen. Am übersichtlichsten geschieht das an der Hand der jeder Strecke eigentümlichen charakteristischen Kurve, die das Spannungsgefälle als Funktion der Stromstärke darstellt. Es zeigt sich, dass allgemein das Gefälle bis zu einem maximalen Werte wächst, und dann mit zunehmendem Strome wieder sinkt. Bei einem gewissen Werte der Stromstärke oder richtiger der kathodischen Stromdichte, welche die Erhitzung der Kathode bestimmt, geht dann plötzlich die wesentlich von den Gasen der Gasstrecke vermittelte Glimmentladung in die wesentlich von den Dämpfen der Elektroden vermittelte Bogenentladung über, deren Potentialgefälle ein ganz niedriges ist. (Schematisch in Fig 1 dargestellt.)

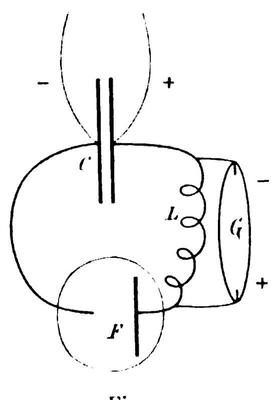


Fig. 1.

Die Anwendung auf unseren Fall ergiebt sich ohne weiteres. Der Ladungsprozess steigert die Spannung, bis der Glimmstrom über sein Potentialmaximum gekommen ist. (Die Höhe des Entladungspotentials hängt, wie Warburg [1]) gezeigt hat, wegen der sogenannten Verzögerung wesentlich von der Geschwindigkeit ab, mit der die Ladung der Elektroden erfolgt, ein Umstand, der die Verhältnisse abermals kompliziert.) Nunmehr setzt, bei dem Strom i_1, die Entladung ein, der Strom wächst im ersten Teile der Entladung zu einem Werte i_2, der von der Kapazität geliefert wird, er oszilliert hin und her, bis seine Amplitude wieder unter den Wert von i_1 gedämpft ist. Da dieser Strom nicht mehr genügt, die Leitfähigkeit (nach J. Stark die Temperatur der Kathode) aufrecht zu erhalten, so kehrt der ursprüngliche Zustand der Nichtleitung oder des Glimmstromes zurück. Die Geschwindigkeit dieses Rückganges hängt wieder von einer Reihe von Einflüssen ab, die sich wahrscheinlich alle aus den Beiträgen ableiten, die sie zu der Abkühlungsgeschwindigkeit der Elektroden, namentlich der Kathode, beibringen. Jedenfalls ist das der wichtigste Einfluss, so dass die Rückzugskurve um so rascher durchlaufen wird, je stärker man die Elektroden abkühlt. Selbstverständlich steigert diese Abkühlung auch wieder den kritischen Wert i_1 des Glimmstromes, ebenso wie sie das Potentialmaximum erhöht. Erwärmung dagegen übt den entgegengesetzten Einfluss aus. Eine Funkenstrecke zündet demnach leichter, wenn sie erwärmt ist, sie neigt dann aber auch stärker zum Inaktivwerden. Das lässt sich alles durch das Experiment verifizieren. So erklärt sich auch die bekannte Erscheinung, dass eine Funkenstrecke im ausgeruhten Zustande zunächst aktiver ist, wie im Betriebe.

8. Zeigt sich hier die möglichst ausgiebige Abkühlung der Funkenstrecke als ein Vorteil, so steht dem ein anderer Einfluss der Abkühlung als Nachteil gegenüber: je grösser nämlich die Wärmeentziehung der Gasentladungsstrecke ist, ein desto grösserer Teil der Oszillationsenergie wird zur Aufrechterhaltung der nötigen Temperatur an den Elektroden verwendet. Kurz, die schädliche Dämpfung der Schwingungen wächst vermutlich sehr stark, je stärker man abkühlt. Durch welche Versuchsbedingungen man die Vorteile auf der einen Seite gegen die Nachteile auf der anderen abwiegt, muss eine umfassende praktische Durcharbeitung des Problems zeigen.

9. Ebenso wichtig wie der Temperatureinfluss ist offenbar der Einfluss von Art und Druck des Gases der Strecke. Auch dieser Einfluss ist ein recht komplizierter. Soviel ist aber darüber bekannt, dass die Zündung, d. h. der Übergang von Glimmstrom in Bogenstrom

1) Wir verweisen hier im einzelnen auf eine demnächst erscheinende wertvolle Darstellung der einschlägigen Vorgänge von J. Stark, Zur Kenntnis des Lichtbogens. Ann. der Phys. **12**, 1903.

1) E. Warburg, Wied. Ann. **59**, 1, 1896, und **62**, 385, 1897.

bei kleinen Drucken bei um so kleinerem Strome und mit um so niedrigerem Potential erfolgt, je grösser der Druck des Gases ist.

Eine Vakuumfunkenstrecke wird demnach bei gleichem Elektrodenabstand ungleich höheres Entladungspotential liefern, wie eine Funkenstrecke in Atmosphärendruck. Die Dämpfung der Oszillationen scheint dabei kleiner zu sein, weil der Metalldampf von den sonst gleichzeitig vorhandenen Gasmolekülen in seiner Funktion als Träger des Flammenbogens nicht gestört wird. Dieser Einfluss bleibt näher zu untersuchen. Dagegen wirkt das Vorhandensein von Gasen hohen Druckes offenbar ausserordentlich ungünstig insofern, als es die Rückzugszeit der Leitfähigkeit wesentlich verlangsamt. Daher die soviel grössere Neigung von Luftfunkenstrecke zum Inaktivwerden und daher die soviel grössere Aktivität von Vakuumfunkenstrecken, z. B. der Quecksilberlampe. Man kann die Zahl der Aufeinanderfolge der Entladungskomplexe bei solchen Vakuumstrecken auf ganz ausserordentliche Werte steigern, vielmal höher als bei Luftfunkenstrecken, bei denen die Pausen von der Grössenordnung der hundertstel Sekunde sein müssen, um noch wirksame Entladungen zu ergeben.[1])

In diesem Verhalten liegt ein weiterer grosser Vorteil der Vakuumfunkenstrecken.

10. Um recht wirksame Entladungsschwingungen zu erhalten, muss 2. das Entladungspotential möglichst gesteigert werden. Bei Luftfunkenstrecken wird dies durch Vergrösserung des Elektrodenabstandes erreicht. Indes ist, wie man weiss, dieser Vergrösserung eine frühe Grenze gesteckt von etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{3}{4}$ cm, wahrscheinlich, weil eine weitere Vergrösserung Bedingungen schafft, unter denen die Entladungsenergie alsbald in der Überwindung des Widerstandes der Funkenstrecke verzehrt wird, d. h. die Entladung aperiodisch verläuft. Bei Vakuumfunkenstrecken lässt sich das Entladungspotential, wie erwähnt, durch allerlei Einflüsse regulieren, bei der Quecksilberlampe z. B. durch die Form der Röhre. Nähert man die Elektroden so weit, bis der dunkle Kathodenraum die Anode umfasst, so erhält man bekanntlich ausserordentlich hohe Entladungspotentiale. Wir konnten mit solchen Röhren Schwingungen von sehr hohen Potentialamplituden erzeugen. Leider erfolgt die Entladung bei den festen Metallelektroden unter heftiger Kathodenzerstäubung.

11. Fassen wir das Ergebnis dieser Analyse und unserer Versuche zusammen, so ergiebt sich die praktische Konsequenz:

a) Die bisherige Erregungsweise von elektrischen Schwingungen mit Hilfe von Luftfunkenstrecken und Induktionsapparaten ist unrationell und liefert Hochfrequenzströme relativ unregelmässiger Art. Zur dauernden Erregung sehr wirksamer Wellen dieses Typus sind hochgespannte Gleichstromquellen, z. B. Hochspannungsmaschinen oder Hochspannungsakkumulatoren von genügender Stromkapazität sowie Vakuumfunkenstrecken weit geeigneter.

Unserer Meinung nach lässt sich alles, was man bisher mit Induktionsapparaten geleistet hat, weit rationeller und wirksamer mittels Hochspannungsmaschinen erreichen. Und die Technik wird der Praxis der Hochfrequenzströme einen grossen Dienst leisten, wenn sie sich zum Bau widerstandsfähiger Hochspannungsdynamos von 10000 bis 20000 Volt entschliesst. Die Hochspannungsdynamos, Modell S. H., wie sie von Schuckert in Nürnberg geliefert werden, sind, wie unsere Erfahrungen uns gezeigt haben, der an sie zu stellenden Aufgabe noch nicht gewachsen.

b) Die Betriebsbedingungen eines bestimmten Hochfrequenzsystemes sind in jedem Falle der verwendeten Funkenstrecke genau anzupassen, wenn man möglichst kräftige Wellen erregen will, in einer Weise, die sich durch die Theorie des Ladungsvorganges und die Charakteristik der Funkenstrecke quantitativ voraussagen lässt.

12. Wie aus dem Vorstehenden sich ergiebt, ist an dem Charakter der Hochfrequenzströme, die man bisher herstellen konnte, durch Einführung der vorgeschlagenen Erregungsweise zunächst nichts geändert. Immer haben wir von Pausen unterbrochene Komplexe ziemlich stark gedämpfter Schwingungen. Nur die Pausen zu kürzen und die Amplituden zu steigern, ist durch die erwähnten Methoden möglich. Unser zu Beginn angedeutetes Ziel ist nichts weniger als erreicht. Indes kommen wir auch ihm näher durch folgende Überlegung: Es liesse sich denken, dass unsere Wellenkomplexe durch Ausstrahlung von elektromagnetischer Strahlung aus einem gekoppelten Strahldrahte so stark gedämpft würde, dass schon nach einer Schwingung der Zustand der Nichtleitung erreicht würde. Alsdann könnte man durch Wahl der Betriebskonstanten erreichen, dass sich eine Welle an die andere reihte, so dass wir dauernd einen ungedämpften Hochfrequenzstrom hätten, freilich von ziemlich komplizierter Wellenform. Ob dieser Weg gangbar ist, konnten wir noch nicht entscheiden.

13. Ein anderer dagegen ist fraglos gangbar, wie Versuche gezeigt haben. Die obigen Erörterungen galten nämlich immer nur für sogen. symmetrischen Funkenstrecken, bei denen also die Rückschwingung stets dieselbe Charakteristik findet, wie die Hinschwingung. Das zeigt sich beim Betriebe unzweifelhaft an dem Auftreten von Flammenbogenkratern auf beiden Elektro-

1) H. Th. Simon, Nachrichten der K. Ges. der Wissensch. zu Göttingen 1899.



den. Macht man die Funkenstrecke unsymmetrisch, z. B. Spitze und Platte, heisse und kalte Elektrode und dergleichen, so erhalten wir verschiedene Glimmstromcharakteristik, je nach der Richtung des Stromes. Ist die Spitze Kathodenseite, so geht der Glimmstrom bei sehr viel kleinerem Strom in den Flammenbogen über, wie umgekehrt. Im letzteren Falle ist die Strombasis grösser wie im zweiten, also die Stromdichte kleiner. Die zur Zündung nötige kritische Stromdichte erfordert weit höhere Gesamtstromstärke. Verwendet man eine solche unsymmetrische Funkenstrecke in unserem Versuche derart, dass die kleinere Basis mit der Kathodenseite der Kapazität verbunden ist, so wird die Entladung in der ersten Periode als Flammenbogen verlaufen, bei der Rückschwingung aber genügt der Strom nicht, den Glimmstrom in Flammenbogen zu verwandeln. Das Potential und der Strom hat den Verlauf, wie er in Fig. 2 angedeutet ist.

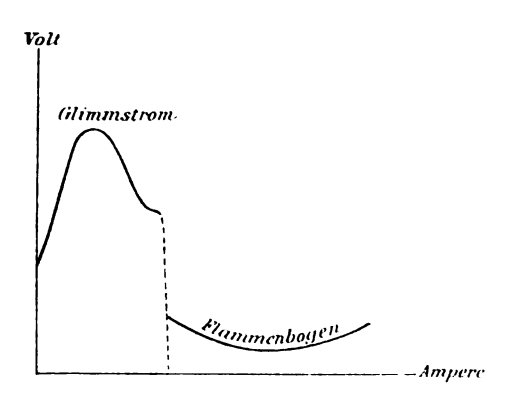


Fig. 2.

Es treten nur an der kleineren kathodischen Seite Krater auf, die Resonanzfähigkeit der Wellenkomplexe ist erloschen.

Legten wir der Selbstinduktion L eine symmetrische Geisslerröhre parallel (Fig. 3), so zeigte

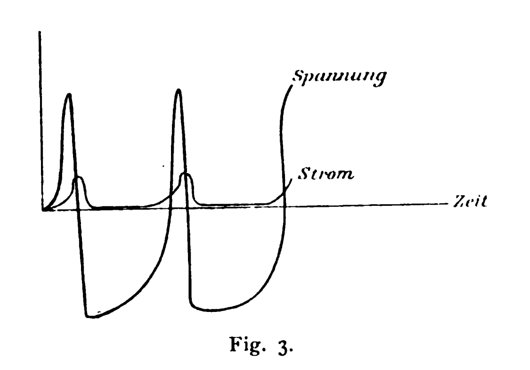


Fig. 3.

sie dementsprechend einseitigen Stromdurchgang an mit der Kathode an der Anodenseite. Denn der Stromverlauf vollzieht sich zeitlich etwa nach der in Figur 4 wiedergegebenen Kurve:

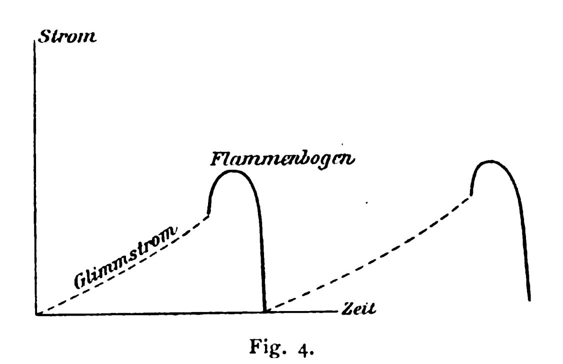


Fig. 4.

Das $L\frac{di}{dt}$, welches die Spannung an der Geisslerröhre bestimmt, ist nur in dem fallenden Aste von genügender Grösse, um die Röhre anzuregen.

Auch hier gestattet die Wahl der Betriebskonstanten ein Aneinanderrücken der einzelnen Stromstösse, so dass man einen dauernden Hochfrequenzstrom zu erhalten hoffen kann. Die Analogie dieser Ventilwirkung einer unsymmetrischen Funkenstrecke mit dem Verhalten der Aufschlagszunge einer Jungepfeife liegt auf der Hand. Wie weit man praktisch mit dieser Methode kommen kann, konnten wir noch nicht versuchen. Immerhin glauben wir, dass sich durch das Vorgetragene einige Ausblicke eröffnen auf den Weg, auf dem man einmal zur Erzeugungsweise dauernd ungedämpfter Hochfrequenzströme gelangen wird.

Da man mit Wechselstrom niederer Frequenz einen Metallflammenbogen nicht unterhalten kann, mit hoher Frequenz indessen sehr wohl, wie die Funkenoszillationen zeigen, so muss für gewisse mittlere Frequenzen auch unser ursprünglicher Ideengang zu einer Dauererregung eines schwingenden Systems führen. Wir konnten bei der Schwierigkeit solcher Hochspannungsversuche die entsprechenden Versuche noch nicht durchführen.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Drude-Giessen: Man muss bei der drahtlosen Telegraphie zwei Zwecke unterscheiden, die Energieübertragung und die Nachrichtenübermittelung. Bei der Energieübertragung ist der vom Vortragenden angegebene Weg sehr wichtig. Bei der Nachrichtenübermittelung liegt die Sache aber anders; da ist ja das Schöne, dass man bei grossen Entfernungen mit so wenig Energie auskommt. Das Momentane der Wirkung des Kohärers ist dabei das Wesentliche. Der Kohärer ist garnicht sehr empfind-

lich. Damit er einsetzt, ist eine Spannung von $^1/_5$ Volt notwendig, das kann man nicht sehr empfindlich nennen. Aber er wirkt momentan. Ebenso ist es bei dem anderen Mittel, der Rutherfordschen Magnetisierung von Drahtbündeln, auch die ist nicht sehr empfindlich, aber sie wirkt momentan.

Bei der Energieübertragung dagegen ist der angegebene Weg wohl wichtig.

Simon: Soweit ich die Ziele der drahtlosen Telegraphie verfolgt habe, ist das Ideal zunächst nicht, auf grosse Entfernungen zu telegraphieren, sondern man will auf relativ kleine Entfernungen sicher abgestimmt telegraphieren und das wird man wohl erst erreichen, wenn man Wellen erzeugen kann, wie wir sie erstreben. Das Telephonieren mit elektrischen Schwingungen wird nur durch solche Hochfrequenzströme möglich sein. Aber auch abgesehen von diesen Zielen, zeigen wohl unsere Erörterungen, wie notwendig es ist, auch die bisherige Erregung von Wellen einmal einer Revision zu unterziehen. Da ergiebt unsere Untersuchung u. E., dass man die Induktorien am besten aus den Instituten herauswirft und Hochspannungsmaschinen an ihre Stelle setzt.

v. Oettingen-Leipzig: Ich weiss nicht, ob die Gleichungen da links wirklich den Sinn haben sollen, dass auch aperiodische Entladungen möglich werden.

Simon: Nein, das ist nur die Ladungsgleichung. Aperiodische Entladungen wollen wir nicht haben, sondern wir wollen im ersten Teil unserer Versuche die Kenntnis des Partialcharakters der gewöhnlichen Schwingungserregung auswerten und zeigen, dass man mit hoher Gleichspannung alles viel bewusster und regelmässiger machen kann, was bisher mit dem Induktorium gemacht worden ist.

v. Oettingen: Den Partialcharakter der Induktoriumfunken habe ich schon vor 43 Jahren beschrieben. Wir haben auch gezeigt, dass man in einem gewöhnlichen rotierenden Spiegel die Partialentladungen sieht.

Simon: Gewiss, wir wollten auch nicht die Erkenntnis der Partialentladungen als etwas Neues vorbringen. Neu erscheinen uns aber die praktischen Konsequenzen, die wir daraus gezogen haben.

v. Oettingen: Die Mannigfaltigkeit der Bedingungen ist ja sehr gross. Sie sprachen davon, dass auch das Material von Bedeutung ist, welches sich sehr schnell abkühlen muss, und deshalb die Oszillationen so schnell zeigt. Feddersen zeigte, dass das Zinn der passendste Stoff sei.

Sind Sie übrigens wirklich so sicher, dass die Analogie mit dem Anregen der Orgelpfeife passt? Das ist mir neu und interessant, dass Sie das in vollständige Parallele stellen. Bei der akustischen Pfeife haben Sie die Erschütterung, die wieder kommt; hier aber, bei der Elektrizität ist es fraglich. Da entspricht jede Partialentladung einem Abschöpfen der Elektrizität, dabei braucht nichts oszillatorisch zu sein. Beim gewöhnlichen Induktionsfunkenstrom ist das sicher so.

Simon: Das Phänomen der Partialentladung in der normalen Form fällt allerdings nicht unter die Orgelpfeifenanalogie, sondern das im zweiten Teile unseres Vortrags erwähnte modifizierte, bei dem nur mehr ein Ast der Schwingung zustande kommt, und sich diese einzelnen Entladungsäste bei geeigneter Wahl der Systemkonstanten zu einem kontinuierlichen Wechselstrom aneinanderlagern. Dieser Vorgang entspricht durchaus dem Anblasen einer Zungenpfeife.

F. Neesen (Berlin), Über die Lage der Beeinflussung von Kathodenstrahlen.[1]

Um zu zeigen, dass das Fehlen einer Einwirkung verschiedener Kathodenstrahlen aufeinander nicht von einer entgegenwirkenden elektrodynamischen Wirkung abhängt, wurden in einer Röhre zwei Kathodenstrahlen von getrennten Entladungen in entgegengesetzter Richtung unmittelbar nebeneinander vorbeigeführt. Auch dann ist eine Einwirkung nicht zu beobachten, obgleich jetzt die elektrodynamische Wirkung die elektrostatische unterstützen muss.

F. Neesen (Berlin), Vorführung einer doppelt wirkenden Quecksilber-Luftpumpe.

Die Pumpe ist eine doppelwirkende Kolbenpumpe mit andauernder Wirkung. Zwei gleiche Pumpenhälften werden durch einen Hahn abwechselnd mit der äusseren Luft, bezüglich einer Vorpumpe in Verbindung gesetzt. Die Steuerung des Hahnes erfolgt durch eine Hilfspumpe. Der glastechnische Aufbau ist von Herrn Burger wesentlich vereinfacht.

Diskussion zu den beiden Vorträgen von Neesen.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Goldstein-Berlin fragt, womit bei der ersten Demonstration die blaue Phosphoreszenzspur der Kathodenstrahlen erzeugt ist. Antwort: Wolframsaures Calcium.

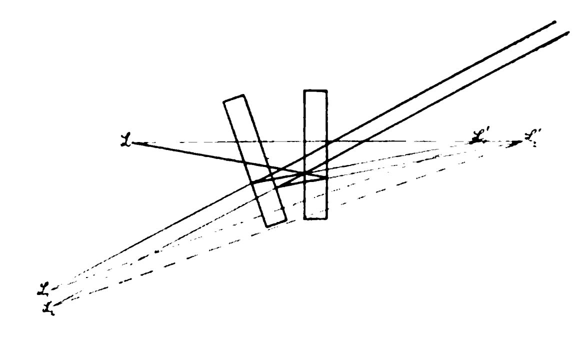
1) Abteilung 2, am 22. Sept. 1903.



Neesen: Ich will noch eins angeben. Man könnte vielleicht sagen, bei dieser Anordnung bekommt man überhaupt keine Kathodenstrahlen. Aber das ist nicht der Fall; denn die Strahlen werden durch den Magneten abgelenkt.

A. Classen (Hamburg), Fresnelsche Interferenzen von zwei planparallelen Platten als Vorlesungsversuch.[1])

Fällt Licht durch zwei nahezu parallele Platten von gleicher Dicke, so entstehen Interferenzstreifen; dieselben sind leicht zu beobachten mit auf unendlich eingestelltem Auge oder Fernrohr und sind als Brewstersche Streifen bekannt. Unter bestimmten Verhältnissen sind diese Streifen auch objektiv zu projizieren und ergeben dann eine ausserordentlich schöne und glänzende Interferenzerscheinung, die als Grundversuch in einer Vorlesung für die Einführung in die Wellenlehre des Lichtes sehr geeignet erscheint. Die Entstehungsweise dieser Streifen veranschaulicht die nachstehende Figur. Von



einem Lichtpunkte L werden an den beiden Flächen der Platte I die Bilder L'_1 und L'_2 erzeugt. L'_1 giebt an der Hinterfläche von II das Bild L_1 und L'_2 an der Vorderfläche von II das Bild L_2. Die beiden lichtaussendenden Punkte L_1 und L_2 lassen sich nun vollständig wie die beiden Bilder in Fresnels Zweispiegelversuch betrachten und müssen genau das gleiche Interferenzstreifensystem geben. Die Mitte dieses Streifensystems, also der in der Projektion allein sichtbare Teil, muss in der zu der Strecke $L_1 L_2$ senkrechten Symmetrieebene liegen. Sendet man daher ein schmales Lichtbündel aus einer Projektionslampe auf die Platte, so kann man diese Mitte des Streifensystems in dem zweimal reflektierten Bündel aus leicht zu übersehenden geometrischen Gründen nur dann haben, wenn der reflektierte Strahl zwischen den beiden Platten senkrecht zur Halbierungslinie des Winkels zwischen beiden Platten verläuft. Genügt man dieser Bedingung, so erhält man leicht auf dem Projektionsschirm neben dem Lichtfleck, der von dem direkt durchgehenden Lichte herrührt, den von dem zweimal reflektierten Lichte herrührenden Fleck, und in diesem, wenn der Winkel zwischen den Platten hinreichend klein ist, deutliche und breite Interferenzstreifen. Ist die Ebene des Neigungswinkels der Platten und der Lichtstrahl horizontal, so ist notwendig, da man nahezu senkrechte Incidenz hat, das zweimal reflektierte Licht sehr schwach. Wählt man den Neigungswinkel grösser, so wird zwar das reflektierte Licht heller, aber gleichzeitig wird der Streifenabstand enger, so dass die Streifen bald aus einiger Entfernung nicht mehr beobachtet werden können. Bis zu sehr grossen Neigungswinkeln und Fernrohrbeobachtung und homogenem Licht ist diese Erscheinung von Lummer verfolgt worden. Für die objektive Darstellung kann man die gleiche Erscheinung in beträchtlicher Lichtstärke erhalten, wenn man die Ebene des Neigungswinkels der Platten senkrecht stellt bei horizontalem Lichtstrahl; man kann dann das Licht sehr schräg auf die Platten auffallen lassen, ohne den Neigungswinkel zu vergrössern, indem man in der Figur den Lichtpunkt gewissermassen senkrecht nach vorn aus der Papierfläche heraustreten und die Lichtstrahlen schräg durch die Papierfläche hindurchtreten lässt. Man kann dann auch noch die Platten bedeutend voneinander entfernen und erhält eine Aufstellung, die äusserlich ganz derjenigen im Jaminschen Interferenzrefraktometer ähnelt, nur dass in ihr die Schnittlinie der Platten horizontal, während sie bei Jamin vertikal liegt. Man kann dann das direkte Licht abblenden und erhält ein lichtstarkes Interferenzstreifensystem, indem man durch Ändern der Plattenneigung den Streifenabstand beliebig variieren kann.

Die Erscheinung wurde vorgeführt, indem dabei das Bild, das das Kondensorsystem einer Projektionslampe von der positiven Kohlenspitze entwirft, dicht an die eine Platte gelegt wurde. Zum Gelingen des Versuchs in dieser Anordnung ist nur ein gutes Plattenpaar erforderlich. Die Platten müssen gut plan und aus einem Stücke geschnitten sein, damit sie genau die gleiche Dicke haben.

1) Abteilung 2, am 22. Sept. 1903.

R. Wachsmuth (Rostock), Schneidentöne und Labialpfeifen.[1])

Zum Verständnis der Tonbildung bei Labialpfeifen muss man die Vorgänge zwischen Kern-

1) Abteilung 2, am 24. Sept. 1903.

spalt und Mitte der Pfeife genau kennen. Um diese zu studieren, thut man gut, zunächst von dem Resonanzrohr abzusehen und die Erscheinungen zu untersuchen, welche auftreten, wenn in einen blattförmigen Luftstrom eine Einlage gebracht wird. Um den Pfeifenteilen zu entsprechen, wird der Luftstrom aus einem Windkasten mit rechteckiger Öffnung austreten und gegen die scharfe Schneide eines der Spaltöffnung parallelen Keiles anschlagen müssen. Auch bei dieser Anordnung treten Töne auf, die sogenannten Schneidentöne. Sie sind im allgemeinen höher als die Töne von Orgelpfeifen mit der gleichen Maulweite.

Bringt man zunächst die Schneide vor die Spaltöffnung, so erhält man gar keinen Ton.

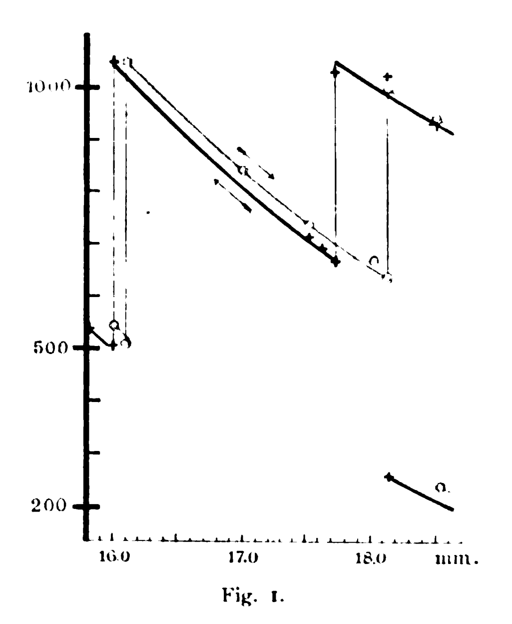


Fig. 1.

Bei Vergrösserung des Abstandes und möglichst axialer Führung der Schneide tritt jedoch schon bei ziemlich kurzen Entfernungen ein hoher Ton auf. Die Tonhöhe ist bei gleichem Abstand abhängig vom Luftdruck. Mit wachsender Entfernung wird der Ton tiefer — entsprechend einem abnehmenden Luftdruck — bis zu einem gewissen, vom Blasedruck und der Spaltweite abhängigen Abstand. Hier springt der Ton plötzlich um eine Oktave in die Höhe, wird bei weiterem Wachsen der Entfernung wieder tiefer, bis ein zweiter Sprung erfolgt, diesmal um eine Quint in die Höhe, wobei die anfängliche Tonhöhe wieder erreicht wird. Jetzt verliert der Ton schnell an Reinheit, doch gelingt es manchmal, noch einen dritten Sprung zu hören. (In Figur 1 ist für einen willkürlichen Druck die Abhängigkeit der Tonhöhe [Schwingungszahlen] von dem Keilabstand gezeichnet.) Schliesslich tritt noch ein Sprung, diesmal um eine Oktave in die Tiefe auf, wenn man in der Lage zwischen erstem und zweitem Sprung mit dem Keile aus der Mitte auf die Seite geht. (Vgl. hierzu die verschiedenen Lagen des Keils in der Figur 2.)

Eine Erklärung dieser Sprünge wurde auf photographischem Wege gesucht. Ein an anderer Stelle näher zu beschreibender Apparat besass in einem lichtdicht verschlossenen Kasten eine grosse, sehr schnell rotierende Trommel, auf welche ein Film aufgespannt war. Die Belichtung des Films erfolgte durch eine schmale Öffnung in dem Kastendeckel. Über diese Öffnung war auf dünnster Glimmerplatte der zu photographierende Teil der Pfeife oder die Windlade mit Keil aufgebaut. 40—50 cm über dem Film war die Funkenstrecke angebracht. Die Beleuchtungsfunken wurden durch die Partialentladungen einiger Leydener Flaschen ge-

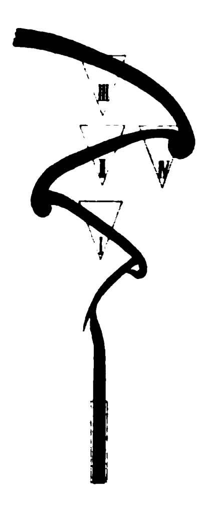


Fig. 2.

bildet. Wenn nun der Luftstrom der Pfeife mit Ätherdampf versetzt war, so erhielt man durch jeden Funken als Schliere auf dem Film ein Bild von dem augenblicklichen Zustande des Luftstroms. Der Film rotierte so schnell, dass jede 4000stel bis 6000stel Sekunde eine Aufnahme erfolgen konnte, eine einzelne Schallschwingung sich also in mehreren Phasen zerlegen liess.

Auf diesem Wege wurde nachgewiesen, dass das Luftband, welches aus einem rechteckigen Spalt austritt, sich schon von vornherein in einem labilen Gleichgewichtszustande befindet, und daher praktisch schon eine kurze Strecke von der Öffnung entfernt abwechselnd nach beiden Seiten pendelt. Unter Wirkung der widerstehenden, weil ruhenden Luftumgebung entsteht dadurch ein Luftstrom von der in Figur 2 abgebildeten Gestalt.

Die in diese Figur hineingezeichneten verschiedenen Keillagen 1—4 sollen eine Erklärung

für die verschiedenen Höhen und Sprünge der Schneidentöne bieten. Der Ton entsteht durch Anschlagen der sich vorwärts bewegenden, dabei aber quer gestellten Blattflächen. Da diese dem abnehmenden Druck entsprechend mit der Entfernung langsamer wandern, so wird der Ton tiefer. Geht man mit dem Keile aus Stellung I langsam in Stellung II über, so kommt der Augenblick, wo wegen der Krümmung des Bandes statt eines Anschlages deren zwei in nahezu derselben Zeit erfolgen.[1]) Das entspricht also dem ersten Tonsprung um eine Oktave in die Höhe. Analog erhält man bei der dritten Stellung drei Anschläge statt zwei und dadurch den Quintensprung. Rückt man schliesslich von II zur Seite in Stellung IV, so schlägt jetzt nur noch die gewöhnlich in einem Wirbel zusammenhängende gemeinsame Kante zweier Luftschichten an den Keil, und es muss ein Oktavensprung in die Tiefe erfolgen. Die Entfernung der Sprungstellen voneinander und von dem Spalte ist von der Stärke des Winddruckes abhängig. Diese Erklärungsweise wird durch eine Reihe von projizierten Filmaufnahmen in den verschiedenen Gebieten belegt.

Aus der Bewegungsgeschwindigkeit des Film und dem Abstand zwischen zwei Bildern gleicher Phasen lässt sich die Tonhöhe direkt berechnen.

Weitere Versuche betreffen die Resonanz. Hält man in die Nähe des Keils in Lage II eine verstellbare Resonanzröhre, so lässt sie sich leicht auf den Schneidenton einregulieren und verstärkt ihn dann kräftig. Verlängert man das Rohr, so verändert sich zuerst etwas die Tonhöhe des Resonanztones, doch bleibt bald die Resonanz aus und der ursprüngliche Schneidenton stellt sich wieder her. Bei Verdoppelung der Rohrlänge aber zwingt die Resonanz der Luftlamelle ihre eigene Periode auf, der Ton springt nun eine Oktave in die Tiefe und wird wieder laut und rein.

Geht man jetzt von den Schneidentönen zu den Pfeifentönen über, so wird der Unterschied lediglich im Resonanzraum liegen. Ist der anblasende Luftstrom stark genug, um die Eigenschwingung des Resonanzraumes lebhaft zu erregen, so kommt der Zerfall in die einzelnen Schichten nicht mehr zustande, vielmehr unterstützt dann der Resonanzraum die ursprüngliche Schwingung der Lamelle so kräftig, dass jezt das Luftband nicht mehr abbricht, sondern in ganzer Länge in der schon vielfach dargestellten Weise um die Lippe pendelt. Dabei gehört zu einer beliebigen Schwingungsperiode offenbar jedesmal ein ganz bestimmter Luftdruck. Einen gewissen Spielraum gewährt die Resonanz.

Wird aber der Druck zu klein, so bietet diese keine Unterstützung mehr, und das Blatt zerfällt wie bei dem Keile allein. Es treten Schneidentöne auf. Man kann bei kleinen Pfeifen durch vorsichtiges leises Anblasen leicht eine ganze Reihe von ihnen erhalten. Von diesen werden, die einem Oberton der Pfeife entsprechen, durch Resonanz verstärkt, behalten aber ihre Gestalt als Schneidentöne genau wie in der Figur.

Wird der Luftdruck grösser, als für die dem Resonanzraum entsprechende Grundschwingung nötig ist, so zwingt auch hier der Resonanzraum eine Zeit lang seine Periode auf, dann aber springt der Ton plötzlich in den nächsten Oberton der Pfeife, jedoch wieder als Grundschwingung und ohne Zerfall, weil eben dem gesteigerten Luftdruck die erhöhte Periode entspricht und die Resonanz der Pfeife den Zerfall verhütet.

Auch von den Orgelpfeifen werden Filmaufnahmen projiziert, die Grundton sowie die Obertöne bei Über- und Unterdruck demonstrieren.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Hensen-Kiel: Meine Resultate stimmen wohl nicht ganz mit den hier geschilderten überein. Ich habe diese Wellen in der Lamelle nicht finden können. Der Ton beginnt hoch und sinkt kontinuierlich. Ich glaube, das, was ich angegeben habe, wird sich mit der Zeit ebensowohl bewähren, wie das, was hier Wachsmuth angegeben hat. Die Wirbel habe ich nicht finden können, darauf will ich aber nicht eingehen. Was ich betonen möchte, ist, dass man eine Analyse des Strahles selbst machen müsste, um diese ganze Erscheinung zu studieren. Ich habe die Analyse dieses Strahles zwar gemacht, und sie hat mir manches Überraschende ergeben; leider kann ich sie aber nicht fortsetzen. Es handelt sich darum, zu untersuchen, wie innerhalb der Luftlamelle einerseits die Geschwindigkeit der Luft und andererseits die Dichte der Luft sich verhält.

Da habe ich mit einem Spalt und einem Manometer so untersucht, dass ich ganz kleine Abteilungen bildete; der blasende Spalt war etwa 1 mm breit, und nun untersuchte ich die Verhältnisse von Hundertstel zu Hundertstel Millimeter; da fand ich, dass in komplizierter, aber überraschender Weise die Dinge sich darstellen, eine Luftverdünnung in der Lamelle geht bis

1) Diese Annahme ist, wie die folgende Diskussion ergeben hat, in der vorliegenden Form unhaltbar. Die auf der Versammlung vorgeführten kinematographischen Aufnahmen der Luftschwingungen vor und nach dem ersten und zweiten Sprung ergaben jedoch ganz der Figur 2 entsprechende Bilder. In dieser Richtung wird also nach dem noch unbekannten Zusammenhang gesucht werden müssen.

über 15 mm Wasserdruck[1]) und mehr, je nach der Geschwindigkeit im Strahle. Wie das Verhalten sich in ganz eigentümlichen Figuren bei starkem Atmosphärendruck gestaltet, hat u. a. Mach beschrieben. Ich habe nur bei geringem Druck Versuche angestellt und möchte darauf aufmerksam machen, dass eine genaue Analyse der Vorgänge innerhalb des Strahles meiner Ansicht nach erforderlich ist, um voll und ganz diese Verhältnisse festzustellen. Wenn man Rauch beimengt, können doch wohl Störungen innerhalb der Luft entstehen. Ich habe den Umschlag nicht gehabt, den wir hier gehört haben, wenn die Schneide in der Mitte der Lamelle verschoben wurde, er tritt ein, wenn sie schräg durchgeführt wird. Das sind aber Fragen, die durch weitere Untersuchungen zu klären sind.

Ich bin nicht in der Lage gewesen, Wachsmuths Erklärung vollkommen zu verstehen. Das ist wohl eine Schwäche. Was ich betonen wollte, ist, dass wohl eine genaue Analyse der Lamelle weiterführen würde.

Rubens-Charlottenburg: Darf ich fragen, wie Sie den Druck hier innerhalb des Strahles gemessen haben? Handelt es sich um den hydrodynamischen Druck innerhalb des Strahls? Dieser ist bekanntlich von der Richtung abhängig.

Hensen: Ein mit einem Manometer verbundenes Rohr wird in die Schichten der Lamelle eingelegt. Zur Bestimmung des Geschwindigkeitsdruckes hat es vorne einen feinen Spalt, für Messung der Dichte seitlich vorne ein sehr feines Loch. Es lässt sich im einzelnen vielleicht etwas dagegen sagen, die Regelmässigkeit der Resultate scheint mir diese Zuverlässigkeit zu beweisen.

Rubens: Ich wollte noch eine Frage an Herrn Prof. Wachsmuth stellen. Ich habe nicht verstanden, warum, wenn man den Keil in Lage I (vgl. Fig. 2) bringt, man dann weniger Ausschläge bekommt, als wenn man ihn in die Lage II bringt.

Wachsmuth: Nehmen wir die Grenzstellung I und II. Im Gebiet I schlägt nur das unterste Band gegen den Keil. Unmittelbar darüber, im Gebiet II, schlägt noch ein zweites Band in nahezu derselben Zeit an. In demselben Zeitraum, in welchem bei I nur ein Anschlag erfolgte, erhält man dann zwei.

Rubens: Dann sehe ich aber nicht ein, warum. Wenn man einen fortlaufenden Wellenzug hat und betrachtet einen Punkt, so wird er stets von gleichviel Wellen getroffen, gleichgültig, wo er sich befindet. Ist das ein fortlaufender Wellenzug, so muss es sich auch hier so verhalten.

1) Bei 60 mm Druck im anblasenden Strom.

Drude-Giessen: Hängt die Geschwindigkeit, mit der die Luftlamelle pendelt, mit der Tonhöhe zusammen, oder ist sie davon unabhängig?

Wachsmuth: Die Tonhöhe ist davon abhängig.

Drude: Ich habe hier also zwei Geschwindigkeiten, die Pendelgeschwindigkeit und die senkrechte dazu, mit der sich das Ganze verschiebt.

Wachsmuth: Ja, es ist eine vom Druck abhängende Geschwindigkeit da, mit der die Lamelle hin und hergeht, und weiter eine von diesem Druck ebenfalls abhängende Wanderungsgeschwindigkeit der losgelösten Bänder, die aber mit der Entfernung vom Spalt abnimmt.

Heydweiller-Münster: Ich möchte betonen, dass die ganze Sache nur zustande kommt durch Unsymmetrie, bei ganz symmetrischer Anordnung kann es garnicht passieren. Ich möchte glauben, wenn es möglich wäre, den Keil ganz symmetrisch zu stellen, so würde eine solche Bewegung, solche Wirbel garnicht zustande kommen. Warum geht es denn zuerst nach links und nicht nach rechts, da ist doch eine kleine Unsymmetrie darin. Wenn der Keil hier nahe der Öffnung steht, bildet sich der erste Wirbel, und der zweite in der entgegengesetzten Richtung kann sich nicht ausbilden, denn die zweite Ausbildung kommt erst dadurch zustande, dass die erste Bewegung sich staut. Steht der Keil hier weiter von der Öffnung, kommen beide zustande und dann erfolgt die doppelte Zahl von Anschlägen, wie in der ersten Stellung.

Rubens: Auch wenn der Keil in der Mitte steht, ist ein Zustand labilen Gleichgewichts vorhanden, und bei jeder noch so kleinen Störung kann dann die Vibration zustande kommen. Es ist derselbe Fall, wie der einer elastischen Feder in einer gleichmässig strömenden Flüssigkeit. Ist die Strömung vollkommen gleichmässig, so wird die Feder ausgebogen und bleibt stehen, bei jeder Störung aber kommt die Schwingung zustande.

Wachsmuth: Ich will noch hinzufügen, prinzipiell ist kein Grund einzusehen, weswegen das Gleichgewicht nicht bestehen sollte. In der Praxis aber wird es eben gestört durch ungleichmässige Reibung im Spalt oder durch eine an einer Seite auffallende Schallwelle, die man garnicht verhindern kann. Die Bedingung auf beiden Seiten ist dann nicht mehr gleich. Damit ist der Fall des Pendelns eingeleitet, und des Gleichgewicht ist dann dauernd zerstört.

Hensen sagt, dass er mit Flammen die Wirbel nie gefunden habe und dass vielleicht der Rauch die Resultate beeinflusse.

Wachsmuth: Über Flammen kann ich nichts sagen. Die Erscheinung des Pendelns

einer Luftlamelle ohne Keileinlage war mir zunächst unwahrscheinlich, daher habe ich wohl 20 Aufnahmen an verschiedenen Spalten und bei verschiedenen Drucken gemacht und sie immer wieder erhalten. Noch das eine, ich glaube nicht, dass ein Zusatz von Rauch stört. Aber die Tonhöhe wird anders.

Riecke-Göttingen: Vielleicht giebt folgendes eine Analogie zu der Erscheinung, um die es sich hier handelt. Nehme ich eine gewöhnliche Gartenspritze und bewege die Öffnung im Takte hin und her, so geht ein wellenförmiger Strahl heraus; wenn ich nun in diesen Wellenzug einen Körper hineinhalte, so wird der immer in demselben Takte bewegt wie die Öffnung. Wieso aber von diesem Wellenzug verschiedene Perioden erzeugt werden können, ist mir unverständlich.

Wachsmuth: Der Ton wird an und für sich nicht immer höher, sondern mit wachsendem Keilabstand wird er tiefer, springt aber dann um die Oktave, wird wieder tiefer, und springt noch einmal (vgl. Fig. 1). Die Tonerhöhung bei dem zweiten Sprung ist nur relativ. Es wird dabei nur die alte Tonhöhe wieder erreicht.

Pringsheim-Berlin: Wenn man die kinematographischen Aufnahmen uns auch kinematographisch zeigte, so würde uns die Sache viel anschaulicher und leichter werden.

Kaufmann-Bonn: Wenn hier der Ton plötzlich um eine Oktave überspringt, so kann man sich das vorstellen, ohne dass die Zahl der Erregungen sich in der Sekunde ändert, durch blosse Änderung der Klangfarbe. Es wäre dasselbe, wenn ich bei einer Sirene eine zweite Lochreihe von gleicher Zahl in unsymmetrischer Stellung zur ersten dazwischen mache. Blase ich beide an, so bekomme ich doch den Grundton plus der Oktave als Oberton. Verschiebe ich die zweite Lochscheibe allmählich, so wird die Oktave immer stärker werden, bis die zweite Lochscheibe genau in der Mitte steht. Erst dann ist der Grundton fort und die Oktave ist übrig geblieben. So könnte man das auch hier haben.

Rubens: Ich wollte dasselbe sagen. Die Versuche sind übrigens so schön durchgeführt, dass man sich wirklich die Mühe machen könnte, die Bilder kinematographisch zur Anschauung zu bringen.

Wien-Würzburg: Ich wollte fragen, was die Periode des Tones mit der Stellung des Keiles zu thun hat. Erklären Sie das Tieferwerden des Tones bei Verschiebung des Keiles dadurch, dass der Luftstrom langsamer wird? Der Einfluss der Stellung des Keiles muss bestimmend sein durch die Änderung der Periode des Tones.

Wachsmuth: Die Höhe des Tones bestimmt sich einmal durch den Druck, mit dem das Luftband den Spalt verlässt und sodann durch den Abstand zwischen dem Ende der schwingenden Lamelle und dem Keil.

Wien: Also wir haben eine Anzahl von Schwingungen des Luftstromes in der Sekunde. Diese Zahl muss mit der Schwingungszahl des Tones übereinstimmen. Dann wird die Änderung der Schwingungszahl schon bestimmt durch die Änderung der Tonhöhe.

Wachsmuth: Je grösser der Abstand des Keiles vom Spalt wird, um so mehr verbreitert sich das Luftband, um so langsamer strömt die Luft. (Anm.: d. h. um so seltener sind die Anschläge der losgelösten Bänder.)

Wien: Das kommt doch nicht in Betracht, sondern es kommt doch nur auf die Anzahl der einzelnen Stösse an.

Drude: Ich meine dasselbe mit meiner ersten Frage, was eben Prof. Wien erwähnt hat. Es sind zwei Bewegungen von vornherein zu unterscheiden, die oszillatorische Bewegung der Luft und die translatorische Bewegung des Ganzen. Die müssen in einer gewissen Beziehung stehen, weil Sie gefunden haben, dass die Tonhöhe mit der Stellung der Schneide zusammenhängt. Den Zusammenhang selbst kann man von vornherein nicht übersehen, und deshalb, weil man die Beziehung der beiden senkrechten Bewegungen nicht von vornherein übersehen kann, ist diese Überlegung, die Sie angestellt haben, nicht überzeugend.

Heydweiller: Der Beweis scheint mir noch nicht geliefert zu sein, dass dieselbe ausströmende Luftschicht oszilliert. Mir scheint es so zu sein, dass der erste Strom nach einer Seite geht, der nächste staut sich an ihm und geht nach der anderen Seite, es ist gar keine oszillierende Luftschicht, es entstehen Diskontinuitäten an den Wirbelstellen und die einzelnen Teile schreiten getrennt fort, wie die Tropfen eines zerfallenen Flüssigkeitsstrahls. Nun sehe ich die Abhängigkeit der Tonhöhe von der Stellung des Keiles allerdings auch nicht ein.

Bernstein-Halle: Als Mathematiker möchte ich mir eine Frage erlauben. Wenn es sich hier darum handelt, dass labiles Gleichgewicht in eine stabile Bewegungsform übergeführt wird, so möchte ich fragen, ob bei dem Überschlagen der Töne auch Energieänderungen sich nachweisen lassen, wie sie dem Übergang von labiler in stabile Lage entsprechen.

Wachsmuth: Das wird sich a priori sehr schwer sagen lassen und wird mit einer grossen Reihe von Schwierigkeiten verknüpft sein, und ich übersehe zunächst nicht, wie es experimentell anzustellen ist[1]).

1) Für Luft, welche unter hohen Drucken aus engen Öffnungen gepreßt wird, liegt eine Arbeit von Parenty (Ann. de Chim. et de Phys. [7] **12**, 289, 1897) vor, welcher die dabei auftretenden stehenden Maxima und Minima des Druckes

Wien: Ich erinnere an den Satz von Helmholtz, dass die kinematische Energie in einem wellenförmig fortschreitenden Strom kleiner ist, wie in einem geraden Strom. Daraus folgt, dass der gerade sich ausbreitende labil ist, und dass er immer in eine Schlangenlinie überzugehen streben wird, weil er da in dem Zustand kleinerer Energie ist.

mit manometrischen Sonden nachgewiesen hat. Für so geringe Drucke, wie die bei den Schneidentönen auftretenden, dürfte diese Methode aus dem oben von Prof. Rubens anangegebenen Gründen ihre Bedenken haben.

E. Grimsehl (Hamburg), Analyse und Synthese von Schwingungen.[1])

Zur Konstruktion des Ihnen heute vorzuführenden Apparates zur Analyse von Schwingungen veranlasste mich der Wunsch, bei der Bestimmung der Schwingungszahl eines Tones mit der gewöhnlichen Lochsirene ein Zählwerk zu benutzen, das vollständig unabhängig von der Umdrehung der Sirenenscheibe ist, um den Übelstand zu vermeiden, dass durch die Einschaltung des Zählwerks eine Störung der Umdrehungsgeschwindigkeit erfolgt. Zu dem Zwecke versuchte ich, einen durch die Lochreihe der gedrehten Sirenenscheibe fallenden Lichtstrahl auf eine bewegte photographische Platte fallen zu lassen. Die Unterbrechung des Lichtstrahls musste sich dann auf der photographischen Platte durch eine Reihe dunkler Punkte bemerkbar machen. Wenn man nun die Zeit kennt, während welcher die Platte bewegt wird, so ist eine Abzählung der dunklen Punkte, also auch eine unmittelbare Bestimmung der Unterbrechungen, d. h. der Schwingungszahl des Tones ausführbar. Die einfachste Art der Bewegung schien mir die zu sein, dass ich eine photographische Platte vor dem unterbrochenen Lichtstrahl vorbeifallen liess. In der That erwies sich dieses Verfahren als gut ausführbar, und so kam es nur darauf an, eine bequeme Versuchsanordnug zu treffen. Dieses ist durch den vor Ihnen stehenden Apparat (Fig. 1) vollkommen erreicht.

Der Apparat besteht aus einem auf einem Stative aufgestellten astronomischen Fernrohr. An der Stelle, wo das reelle Bild des Gegenstandes erzeugt wird, ist eine Hülse angebracht, durch welche eine photographische Platte von 3 cm Breite in einem beabsichtigten Augenblick hindurch fallen kann. Zu dem Zwecke ist auf die obere und untere Seite der Hülse eine flache, durch einen Schieber verschliessbare Kassette aufgesteckt. In die obere Kassette wird vor Beginn einer Beobachtung eine photographische Platte in einem passen-

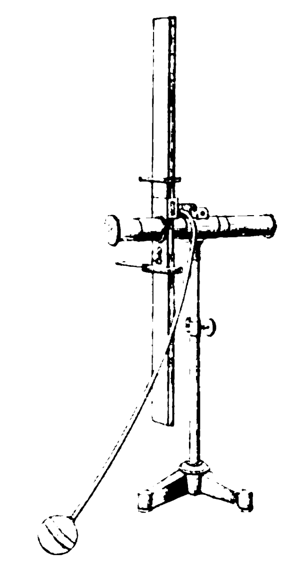


Fig. 1.

den Metallrahmen eingebracht. Zieht man dann den Kassettenschieber heraus, so fällt der Metallrahmen mit der Platte auf einen in der mit dem Fernrohr verbundenen Hülse befindlichen Haltestift, der entweder durch einen Druckknopf oder auf pneumatischem Wege durch Drücken auf einen Gummiball zurückgezogen werden kann, wodurch der Metallrahmen mit der photographischen Platte frei wird. Die Platte fällt herunter, durch das Fernrohr hindurch in die untere Kassette, die nun verschlossen wird. In der Dunkelkammer kann dann die Platte entwickelt werden.

Um mit dem Apparate Beobachtungen zu machen, stellt man zuerst das Okular des Fernrohres so ein, dass man das Korn einer in die Hülse eingesetzten Mattscheibe oder die Zeichnung eines eingesetzten photographischen Negativs oder Diapositivs möglichst scharf sieht. Zur Einstellung eignet sich gut ein altes photographisches Negativ, auf dessen Schicht man mit einem scharfen Messer einige scharfe Striche gezogen hat. Das eingestellte Okular des Fernrohres dient jetzt als photographische Einstelllupe, die man ohne Mattscheibe zur Einstellung des Objektivs benutzen kann. Dann stellt man das Objektiv, ohne das Okular zu verschieben, scharf auf den zu beobachtenden Gegenstand, also in dem oben beschriebenen Falle die Löcherreihe der Sirenenscheibe, ein, nachdem man die beiden Kassetten, die obere mit Platte versehen, eingesetzt hat. Jetzt ist der Apparat zur Aufnahme vorbereitet. Man setzt die Sirenenscheibe in Bewegung und drückt in dem Augenblicke, wo der erzeugte Ton die verlangte Höhe hat, auf den Ball. Die Aufnahme ist vollendet, und nach der Entwicklung der Platte kann die Zählung der

[1]) Abteilung 2, am 23. Sept. 1903.

Schwingungen erfolgen. Um die Fallzeit der Platte zu bestimmen, macht man denselben Versuch mit einer gleichartigen photographischen Platte, auf der man die Schwingungen einer Stimmgabel von bekannter Schwingungszahl photographisch fixiert. Aus einer grösseren Zahl von Beobachtungen hat sich ergeben, dass die Fallzeit der photographischen Platte mit nur minimalen Abweichungen immer dieselbe ist. Das ergiebt sich daraus, dass die verschiedenen photographischen Stimmgabelkurven vollständig zur Deckung gebracht werden können. Bei dem vorliegenden Apparat beträgt die Fallzeit, d. h. die Zeit, während welcher die Platte vor einem Punkte des reellen Bildes vorbeifällt, annähernd 0,05 Sekunde.

Beim Arbeiten mit dem Apparat hat sich nun ein ganz ausserordentlich ausgedehntes Anwendungsgebiet desselben geboten, von denen ich Ihnen einige kleine Proben vorführen möchte.

Bevor ich Ihnen jedoch die Aufnahmen vorführe, möchte ich noch eine Versuchsanordnung zeigen, die sich zum Studium der Schwingungen tönender Stimmgabeln, Saiten u. s. w. als brauchbar erwiesen hat: Sie sehen hier den leuchtenden horizontalen Leuchtkörper einer Nernst-Lampe Modell B 1902, von der ich die Vorwärmungsspirale entfernt habe, die also zum Brennen mit einem Streichholz vorgewärmt werden muss. Der Nernst-Körper ist eine für viele Zwecke bequem brauchbare Lichtquelle, die den Spalt bei vielen Versuchen ersetzen kann, wie ich übrigens gestern bei einem Apparate, den ich in Abteilung 12[1]) vorgeführt habe, schon gezeigt habe. Vor dem leuchtenden Nernst-Faden habe ich eine Stahlsaite vertikal ausgespannt. Richte ich nun den photographischen Apparat auf den Nernst-Körper und stelle auf die Saite scharf ein, so sehe ich eine helle Linie mit einem dunklen Flecke dort, wo die Saite ist. Nun setze ich die Saite in Schwingung, drücke auf den Ball, und die Aufnahme ist beendet.

Der leuchtende Nernst-Faden hat auf der Platte einen schwarzen Streifen erzeugt, auf dem sich beim Entwickeln eine Wellenkurve zeigt, die daher rührt, dass die durch die Saite hervorgerufene Unterbrechungsstelle des leuchtenden Fadens sich infolge der Schwingung der Saite hin und her bewegt hat. Aus der erhaltenen Schwingungskurve ist der Charakter des von der Saite erzeugten Tones mit Klarheit zu erkennen. Ich werde die eben ausgeführte Aufnahme heute noch entwickeln, um sie Ihnen am Schlusse der heutigen Sitzung zu zeigen. Jetzt möchte ich Ihnen die Resultate von Versuchen vorführen, die ich zu Hause gemacht habe.

Figur 2 zeigt eine Aufnahme des durch eine rotierende Sirenenscheibe fallenden Lichtstrahls. Dass diese Aufnahme wohl geeignet ist, die Gesetze des freien Falles der fallenden photographischen Platte aus dem zunehmenden Abstande der aufeinander folgenden Lichteindrücke abzuleiten, mag nur nebenbei bemerkt werden.

Figur 3 zeigt die Schwingungskurve, die dadurch erzeugt ist, dass die Zinke einer schwingenden Stimmgabel von 435 Schwingungen vor dem Nernst-Körper in Schwingungen versetzt ist.

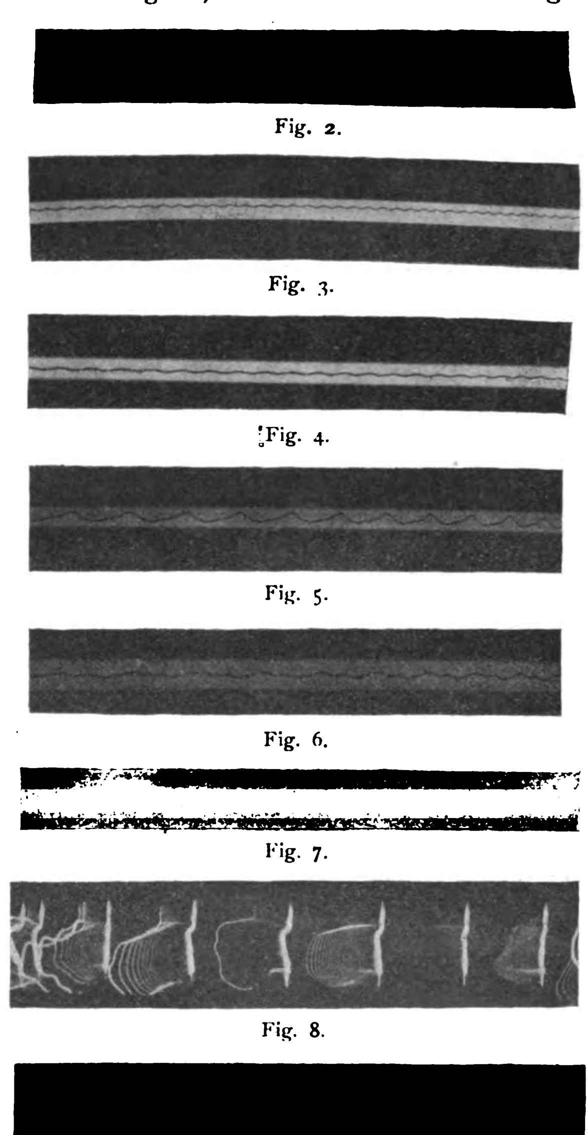


Fig. 2. Fig. 3. Fig. 4. Fig. 5. Fig. 6. Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Figur 4 ist die Aufnahme einer frei von Obertönen schwingenden ausgespannten Saite.

In Fig. 5 sehen Sie das Mitklingen der Oktave des Grundtones als Oberton.

Figur 6 und 7 zeigt noch andere Obertöne, deren Schwingungszahl sich durch einfaches Abzählen der Schwingungen ergiebt. Die eben gezeigten Kurven erinnern an die schon

[1]) Vergl. S. 756 (dieser Zeitschr. 4, 1903.)

früher von Raps und Krigar-Mentzel ausgeführten Photographien von schwingenden Saiten. Thatsächlich ist das Grundprinzip der Anordnung bei meinen Aufnahmen dasselbe wie bei den Rapsschen Versuchen. Nur ist die Versuchsanordnung und die Ausführung der Versuche bei meinem Apparat so einfach, dass, wie Sie eben gesehen haben, kaum eine Vorbereitung für eine Beobachtung nötig ist.

Bei der Leichtigkeit der Ausführung der Versuche lag es nahe, auch andere oszillatorische oder schnell verlaufende Vorgänge mit dem Apparate zu untersuchen. So wurde denn auch versucht, elektrische Entladungen zu studieren, um vielleicht elektrische Wellen aufzunehmen, obwohl die hohe Schwingungszahl der elektrischen Wellen wenig Aussicht auf Erfolg versprach. Bei diesen Aufnahmen, die von stud. phys. Westphal in Hamburg gemacht sind, ergab sich das in Figur 8 dargestellte Bild. Das Bild stellt die Funkenstrecke eines 30 cm Induktors dar, in dessen Zuleitung eine grosse Kapazität in Gestalt grosser Leydener Flaschen eingeschaltet wurde. Zwischen die eine Leydener Flasche und die Funkenstrecke wurde eine kleine Selbstinduktion eingeschaltet, deren Grösse aber ohne wesentlichen Einfluss auf das Auftreten der Erscheinung zu sein schien, wenn sie nur eine gewisse Grösse überstieg. Die bei dem Entladungsfunken auftretende Aureole wurde, weil sie zu störenden Schleiern der Platte Veranlassung gab, mit dem Munde fortgeblasen. Offenbar sind die eigentümlichen Wiederholungen der Entladung Teilentladungen, die der ersten Hauptentladung folgen. Die geringere Stärke der nachfolgenden Entladungen rührt davon her, dass durch den ersten Entladungsschlag der Flaschen die zwischen den Spitzen befindliche Luft ionisiert ist, dass also demnach zu den folgenden Entladungen nur ein geringeres Entladungs-Potential nötig ist, als zu der ersten Entladung. Dass diese wiederholten Entladungen keine elektrischen Schwingungen sind, ergiebt sich ausser aus der für elektrische Schwingungen zu geringen Schwingungszahl daraus, dass an den Elektroden keinerlei Polwechsel zu beobachten ist. Die Teilentladungen folgen der Hauptentladung in Zeitzwischenräumen von ungefähr 0,0003 Sekunden.

Figur 9 endlich zeigt die Aufnahme einer singenden Bogenlampe. Die Helligkeitsschwankungen des Lichtbogens finden einen genügend deutlichen Ausdruck in dem Bilde.

Ich glaube, dass die gezeigten Beispiele genügen, um das ausgedehnte Anwendungsgebiet des Apparates zu veranschaulichen, wenn auch mit den gebotenen Beispielen das Gebiet noch lange nicht erschöpft zu sein scheint. Ich denke, dass Aufnahmen von Insektenflügelschlägen, ähnlich wie sie Herr Professor Lendenfeld-Prag ausgeführt hat, auch mit diesem Apparat ausführbar sind. Die Bestimmung der Geschwindigkeit schnell verlaufender Bewegungen muss ebenfalls ausführbar sein, indem man eine Kurve erhält, deren vertikale Komponente durch die Fallräume der Platte, deren horizontale Komponente durch die beobachtete Bewegung erzeugt wird.

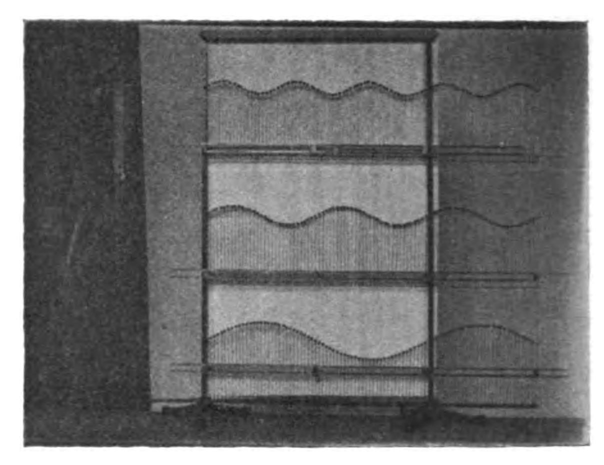


Fig. 10.

Im Anschluss an diesen Apparat, der die Schwingungen und die schnell verlaufenden Erscheinungen gewissermassen analytisch aufnahm, möchte ich nun eine Wellenmaschine vorführen, die die Synthese der Schwingungen ausführen soll.

Der Apparat, dessen Grundidee in der bekannten Pfaundlerschen Wellenmaschine schon vorhanden ist, besteht aus einer Anzahl von

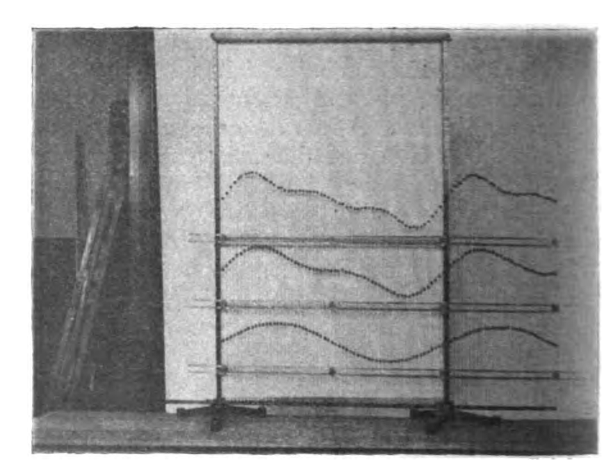


Fig. 11.

Sinusschwingungen, die durch ihre Ordinaten in Gestalt von Stahlstäben mit aufgesetzten Knöpfen dargestellt werden (Figur 10). Das wesentlich Neue an dieser Wellenmaschine ist, dass man die einzelnen Sinusschwingungen in beliebiger Wahl mit beliebiger Phasenverschiebung dadurch zusammensetzen kann, dass man die Ordinaten addiert. Das geschieht einfach dadurch, dass man die einzelnen Stabsysteme

aufeinander setzt und die Stahlstäbe bis zur Berührung mit den unteren Reihen herunterschiebt. So erhalten wir zum Beispiel hier (Figur 11) in der mittleren Reihe ein Bild, das dem einen vorhin gezeigten Bilde der Saitenschwingung, bei der der Grundton mit der Oktave zusammenschwingt, entspricht. Hier ist die Amplitude des Obertones halb so gross wie die Amplitude des Grundtones. Füge ich dieser Schwingung noch die Quinte der Oktave mit einem Drittel der Amplitude des Grundtones hinzu, so erhalte ich das Bild (Figur 11) in der obersten Reihe.

Man kann in derselben Weise beliebige Obertöne in beliebiger Zahl den schon gezeigten Schwingungen hinzufügen. Dabei kann man auch jede beliebige Phasendifferenz benutzen. Es kann also jeder beliebige Klang durch die Summation der Ordinaten der Einzelkurven synthetisch zur Darstellung gebracht werden.

E. Zschimmer (Jena), Über neue Glasarten von gesteigerter Ultraviolett-Durchlässigkeit.[1])

Wie die Untersuchung der bisher bekannten optischen Glasarten ergeben hat[2]), ist die Durchlässigkeit derselben für die ultravioletten Strahlen so gering, dass eine Verwendung von Glaslinsen oder -prismen im Ultraviolettgebiet bisher ausgeschlossen war. Strahlen unterhalb 305 $\mu\mu$ werden von den bestdurchlässigen Krongläsern in 1 cm Glasschicht fast vollkommen absorbiert, während Flintgläser schon für grössere Wellen, bis in den sichtbaren Teil des Spektrums hinein undurchlässig sind. Da die Verwendung von Quarz- und Flussspatlinsen und -prismen ebenso wie die des neuerdings in Jena dargestellten optischen Quarzglases für grössere Dimensionen ebenfalls nicht in Betracht kommen kann, so wurde schon vor mehreren Jahren von Schott der Versuch gemacht, Gläser herzustellen, welche das Ultraviolett in geringerem Masse absorbieren sollten, als die bis

1) Abteilung 2, am 23. Sept. 1903.
2) H. A. Krüss, Diss. Jena 1903 (Jul. Springer, Berlin). A. Pflüger, Annalen d. Physik, 4. Folge, XI, 561, 1903.

Gewöhnliche Glasarten im Vergleich mit „U.V.-Kron“. 10 mm Glasdicke.

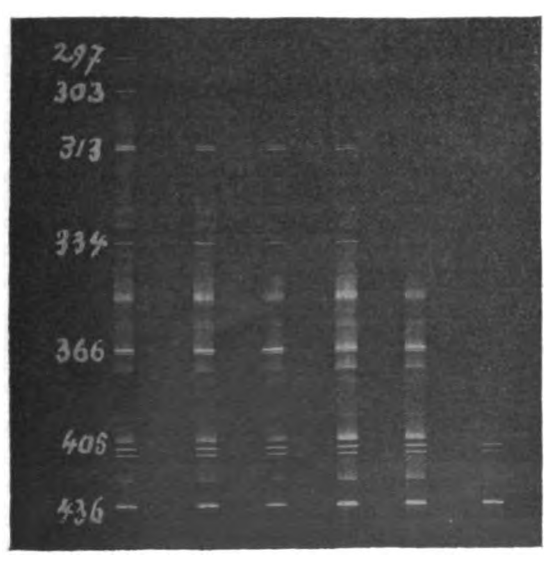


Fig. 1. Durchlässigkeit bei 10 mm Glasdicke.

Deckgläschen von gleicher Dicke aus gewöhnlichem Glas und U.V.-Glas.

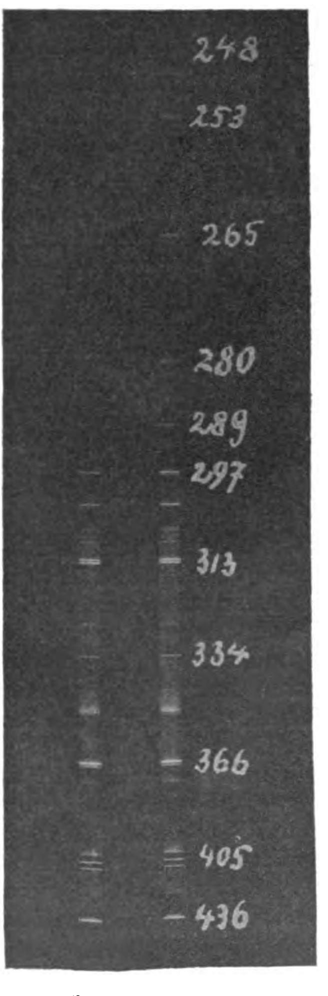
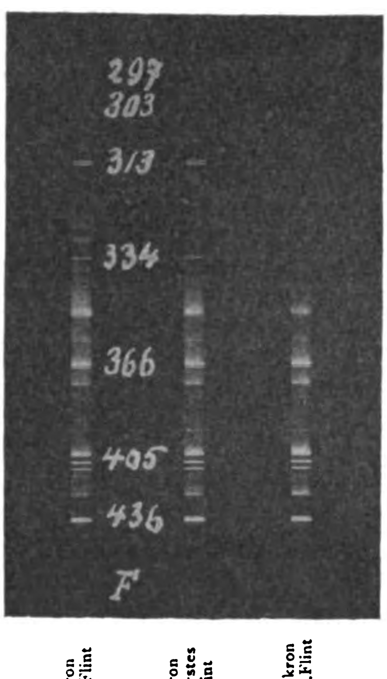


Fig. 2. Durchlässigkeit bei Deckglasdicke.

Kombinationen von 10 mm Kron + 10 mm Flint.



U.V.-Kron + U.V.-Flint | U.V.-Kron + Schwerstes U.V.-Flint | Borosilikatkron + Gewöhnl. Flint

Fig. 3. Durchlässigkeit einer Kombination von Kronglas (10 mm) + Flintglas (10 mm).

dahin bekannten. Diese Versuche zeigten jedoch, dass es durch Variation der chemischen Zusammensetzung allein nicht möglich sei, nach dem gewöhnlichen Verfahren durchlässigere Glasarten herzustellen. Erst neuerdings ist es dem Vortragenden gelungen, ein geeignetes Verfahren zu finden, im grossen Massstabe verschiedene optische Glasarten herzustellen, die für Ultraviolett erheblich durchlässiger sind als die besten bisher bekannten Gläser. Die Messung der Absorption der vom Jenaer Glaswerk dargestellten Gläser hat ergeben, dass bei 305 $\mu\mu$ noch etwa 50 Proz. der ursprünglichen Intensität — nach Abzug der reflektierten Strahlung — durch 1 cm Glasschicht hindurchgehen. Mit abnehmender Wellenlänge steigt die Absorption, so dass die Durchlässigkeit von 50 Proz. bei 280 $\mu\mu$ etwa in 1 mm Glasdicke erreicht wird. Gewöhnliche Gläser sind dann jedoch schon undurchlässig. Die optischen Konstanten der „Jenaer ultraviolett-durchlässigen Glasarten" sind im sichtbaren Teile folgende:

	N_D	$(F-C)\,10^5$	$\frac{N_D-1}{F-C}$
U.V.-Kron 3199 .	1,503	781	64,4
U.V.-Flint 3248 .	1,533	963	55,4
U.V.-Flint 3492 .	1,533	968	55,2
Schwerstes U.V.-Flint S. 249 .	1,653	1270	51,4

Die Durchlässigkeit dieser Gläser im Vergleich mit den bisher bekannten Glasarten ist aus nebenstehenden Spektrogrammen[1]) ersichtlich.

Ausser diesen farblosen Gläsern wurden für spezielle Zwecke auch violette Gläser hergestellt, welche bei möglichst starker Schwächung der längeren Wellen gut durchlässig sind für Blau, Violett und Ultraviolett, und somit gewissermassen Filter für die photographischen Strahlen darstellen.

Dass die gesteigerte Durchlässigkeit der neuen Jenaer Glasarten von Bedeutung sein wird, zeigten einige bereits ausgeführte astrophotographische Versuche des Herrn Dr. Villiger in Jena, welche ergaben, dass man bei Anwendung von Objektiven aus den neuen Glasarten in der That eine erheblich grössere Anzahl von Sternen und merklich gesteigerte Feinheit im Detail erhält, als mit gewöhnlichen Objektiven.

1) Aufnahmen mit Quarz-Flussspat-Spektrographen bei Zeiss in Jena. (Quecksilber-Wasserstoff, erwärmt.)

C. Runge (Hannover), Über die spektroskopische Bestimmung des Atomgewichts.[1])

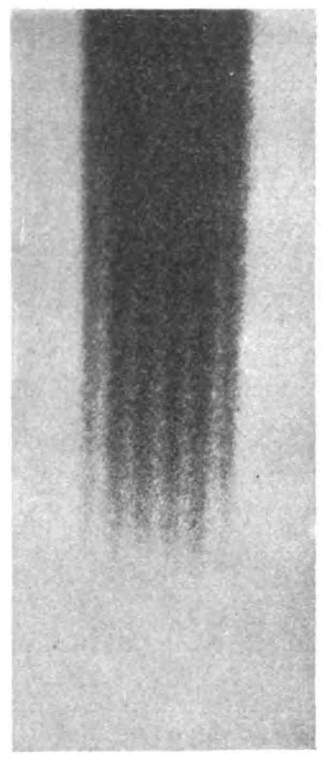
Dass zwischen den Linienspektren der Elemente und ihrem Atomgewicht Beziehungen bestehen, ist schon seit langem bekannt. Man sieht es z. B. unmittelbar, wenn man die Spektren der Alkalien miteinander vergleicht. Die Linien rücken im ganzen genommen mit wachsendem Atomgewicht nach dem roten Ende des Spektrums.

Projektion: Die Spektren der Alkalien.

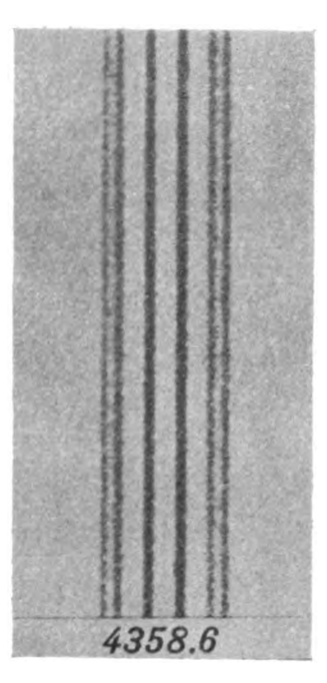
Bei genauerer Untersuchung zeigt sich sogar, dass jede Linie des einen Elementes einer bestimmten Linie des andern Elementes entspricht. Man erkennt nämlich, dass der Bau eines jeden Spektrums ein ganz regelmässiger ist. Man muss nur die Linien gruppenweise in sogenannte Serien zusammenfassen. Wir erhalten dann bei jedem Element dasselbe Bild und können je zwei Bilder Punkt für Punkt aufeinander beziehen.

Diese Beziehung der Spektren aufeinander ist nun noch nicht bei allen Familien chemischer Elemente gelungen. Überall, wo Serien aufgefunden sind, wie bei *Mg Ca Sr: Zn Cd Hg: Al In Tl: Cu Ag Au* können wenigstens die Serienlinien aufeinander bezogen werden. Für die zahlreichen anderen Linien, die sich nicht zu Serien haben ordnen lassen, muss man sich nach anderen Kriterien umsehen, um sie von Element zu Element aufeinander zu beziehen. Solche Kriterien liefern:

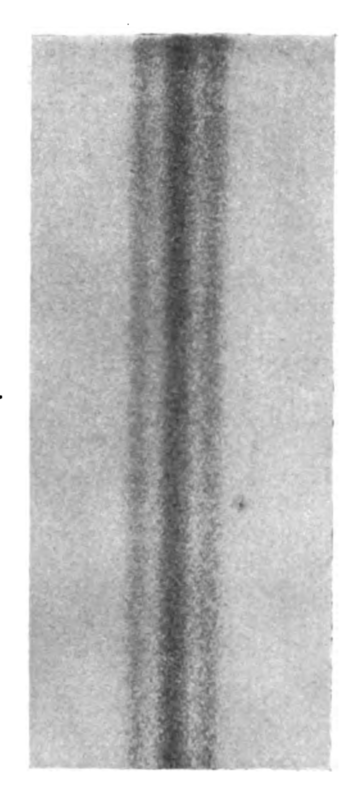
1) Abteilung 4 u. 2, am 22. Sept. 1903.



Ba 4554.



Hg 4359.



Ba 4131.

Verschiedene Typen von Zerlegungen im magnetischen Felde.

1. Das Verhalten und Aussehen der Linien, ob sie leicht umkehrbar, ob verbreitert oder scharf, wie die Wellenlänge sich unter Druck ändert, die Intensität bei verschiedenen Temperaturen in der Bunsenflamme, im elektrischen Bogen, im Funken, bei Einschaltung von Selbstinduktion, von Kapazität.
2. Das Gesetz konstanter Schwingungs-Differenzen.
3. Das Verhalten der Linien im magnetischen Felde.

Besonders das Verhalten im magnetischen Felde ist vorzüglich geeignet, uns über das Entsprechen der Linien Aufschluss zu geben.

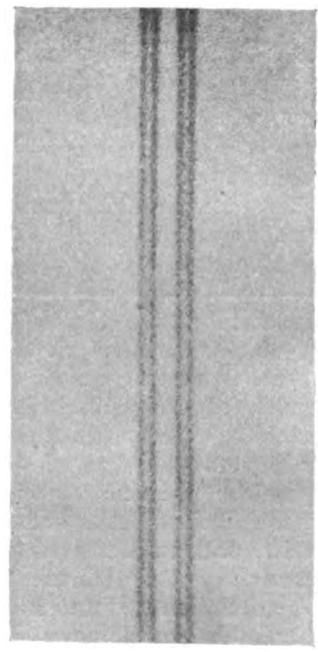
Projektion: Verschiedene Typen von Zerlegungen.

Wenn man die entsprechenden Linien einer Familie von Elementen gefunden hat, so sind die Schwingungszahlen eine glatte Funktion des Quadrats des Atomgewichts.

Projektion: Die Tafel von Ramage.

Es wird auf diese Weise möglich, das Atomgewicht eines Elementes aus den Atomgewichten verwandter Elemente zu bestimmen, graphisch oder durch empirische Formeln.

Natürlich darf man dabei die Linien nur auf Grund der auseinander gesetzten Kriterien einander zuordnen. Wollte man in der Zuordnung willkürlich verfahren, so verliert man bei der grossen Anzahl von Linien jeden festen Boden. So hat Watts meiner Ansicht nach ganz vergeblich gearbeitet, indem er ohne



Ca 3969.

Rücksicht auf die Kriterien Linien einander zuordnet, um ein vorher bekanntes Atomgewicht damit heraus zu konstruieren. Bei ihm erscheinen Linien einander zugeordnet, von denen wir mit Bestimmtheit wissen, dass sie nichts miteinander zu thun haben.

Wenn man die Funktion analytisch kennen würde, nach der die Wellenlängen entsprechender Linien mit dem Atomgewicht zusammenhängen, so würde das zu einer sehr genauen Atomgewichtsbestimmung führen können.

Bei den sich entsprechenden Linienpaaren konstanter Schwingungsdifferenz lässt sich eine empirische Formel aufstellen, die mit grosser Genauigkeit den Abstand der beiden Linien eines Paares in der Skala der Schwingungszahlen als Funktion des Atomgewichts darstellt. Es ist nämlich der Abstand innerhalb einer Gruppe chemisch verwandter Elemente proportional einer Potenz des Atomgewichts, oder was dasselbe ist, die Logarithmen sind lineare Funktionen voneinander.

Projektion: *Na K Rb Cs*
Cu Ag Au
Al Ga In Tl

Precht und ich haben versucht, dies Gesetz auf die Atomgewichtsbestimmung von Radium anzuwenden. Man findet nämlich, dass die stärksten Radiumlinien Paare mit konstantem Abstand bilden.

Projektion: Tabelle der Paare von Radiumlinien.

Diese entsprechen nach dem Zeeman-Effekt gewissen Paaren im Spektrum von *Mg Ca Sr Ba:*

Projektion: Tabelle der entsprechenden Linien.

Der Abstand der beiden Linien eines Paares wächst von Element zu Element mit dem Atomgewicht:

Projektion: Tabelle des Abstandes als Funktion des Atomgewichts.

Wenn man die Logarithmen aufträgt, so ergiebt sich die Figur:

Projektion: Logarithmus des Abstandes als Funktion des Logarithmus des Atomgewichts.

Die Verlängerung der Graden giebt für Radium das Atomgewicht 257, während Frau Curie 225 gefunden hat. Es bleibt vorläufig dahingestellt, ob unsere Zahl die richtigere ist. Frau Curie hält einen so grossen Fehler ihrer Bestimmung nicht für möglich. Für die Reinheit ihres Materials spräche Demarçays spektroskopischer Befund.

Dagegen ist zu erwidern, dass erstens der spektroskopische Befund kein sicherer Beweis der Reinheit ist, und zweitens, dass sich unter den von Demarçay aufgeführten Linien zwei Linien von beträchtlicher Intensität befinden, die nach unseren Untersuchungen unzweifelhaft Baryumlinien sind.

Diskussion.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Wachsmuth-Rostock: Soviel ich weiss, ist das Tellur die einzige Substanz, die in das Mendelejeffsche System nicht ganz hineinpasst. Ich habe Tellur spektroskopisch untersucht, welches von Herrn Prof. Michaelis in verschiedener Weise dargestellt war, aber meine Apparate reichten nicht aus, um zu entscheiden, ob das Tellur etwa nicht ein Element, sondern eine Verbindung ist. Ich will nun fragen, ob in der Zwischenzeit etwas in Bezug auf das Tellur ermittelt ist, und ob es nicht lohnen würde, auch das Atomgewicht des Tellurs ebenso zu untersuchen.

Runge: Gewiss ist es sehr notwendig, die verschiedenen Spektren der Elemente nach dem Zeeman-Effekt zu untersuchen. Tellur ist meines Wissens noch nicht untersucht worden.

E. Grimsehl (Hamburg), Neue physikalische Unterrichtsapparate.[1]

Der Unterricht verlangt einfache Apparate und einfache Versuchsanordnungen, damit die durch die Apparate vorzuführenden Erscheinungen und die zu entwickelnden und bei den Schülern festzulegenden Begriffe nicht verdunkelt und verdeckt werden durch die Apparate selbst. Der Unterrichtsapparat muss immer Beiwerk bleiben, er darf sich niemals durch seinen Aufbau oder durch seine auffallende Form in den Vordergrund drängen. Die Versuchsanordnungen müssen so durchsichtig und klar sein, dass der Schüler nicht erst nötig hat, den Hauptteil seines Scharfsinnes auf die Entwirrung der Anordnung zu verwenden. Auch die Anforderungen an den mathematischen Verstand müssen möglichst niedrig gehalten werden, wenn es sich um Entwickelung der physikalischen Begriffe handelt. Damit soll durchaus nicht gesagt sein, dass mathematische Entwickelungen aus dem Physikunterricht völlig zu verbannen sind. Vielmehr setzen die mathematischen Entwickelungen dann ein, wenn die physikalischen Grundbegriffe sicher fundiert sind.

Das sind die Richtlinien, die mich bei der Konstruktion physikalischer Unterrichtsapparate geführt haben, von denen ich Ihnen heute einige vorführen möchte. Der erste Apparat soll dazu dienen, die Polstärke eines Magneten in absolutem Masse zu bestimmen, und dann mit Hilfe der bekannten Polstärke die Messung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus auszuführen; der zweite Apparat soll die Aufgabe lösen, die optischen Erscheinungen bei Spiegeln, Prismen und Linsen, sowie bei den

1) Abteilung 12 u. 2, am 22. Sept. 1903.

optischen Instrumenten zu demonstrieren; der dritte Apparat dient zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Die Polwage.

Der Apparat besteht aus drei verschiedenen Teilen (Fig. 1), der eigentlichen Polwage *A*,

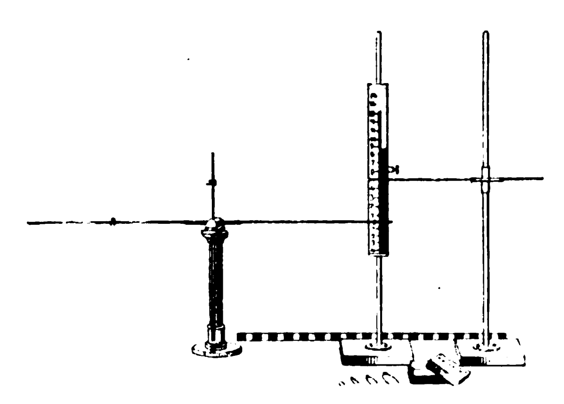


Fig. 1.

dem Vertikalmassstabe *B* und dem Stativ für die abstossende Magnetnadel *C*. Ausserdem gehört noch ein Satz kleiner Reitergewichte aus Aluminiumdraht dazu, die die Grösse von 10 bis 50 Dyn haben, damit die Grösse der zu messenden Kräfte direkt in Dyn ausgedrückt wird. Als Magnetnadeln werden Stricknadeln verwandt, die möglichst gleichartig und gleich magnetisiert sind.

Die eigentliche Polwage *A* besteht aus einem Messingstativ, an dessen oberen Ende die Lager für die Schneiden einer Messinghülse angebracht sind, welche auf der einen Seite zum Hineinstecken einer der Stricknadeln, auf der anderen zum Hineinstecken eines gleich schweren Reiterlineals dient. Nach unten ist an der Hülse eine lange Zunge angebracht, deren untere Spitze einer auf dem Fusse des Stativs befindlichen Spitze in der Gleichgewichtslage gerade gegenüber stehen muss. Oberhalb der Schneide sind noch zwei kleine Balanciergewichte angebracht zum Ausgleich geringer Abweichungen aus der Gleichgewichtslage bei Beginn der Beobachtungen und zur Verschiebung des Schwerpunktes der Wage.

Der Vertikalmassstab *B* besteht aus einem an einem kleinen Stativ auf und ab verschiebbaren Spiegelstreifen, von dem längs der einen Hälfte die Belegung entfernt und durch einen Millimetermassstab ersetzt ist.

Das Stativ *C* dient zur horizontalen Befestigung einer zweiten Magnetnadel, welche in eine federnde, auf der Stativstange verschiebbare Hülse eingesteckt wird.

Bestimmung der Polstärke.

Nachdem man eine der magnetisierten Stricknadeln in der Polwage befestigt und Gleichgewicht hergestellt hat, stellt man hinter den freien Pol der Nadel den Vertikalmassstab so auf, dass der Pol vor dem Nullpunkte der Teilung liegt, und lenkt dann diesen Pol durch den gleichnamigen Pol einer zweiten in dem Stativ *C* befestigten Stricknadel von oben ab. Durch Reitergewichte auf dem Reiterlineal wird darauf das Gleichgewicht wieder hergestellt. Aus der Grösse des Reitergewichts und dem Verhältnis der Hebelarme lässt sich die abstossende Kraft der Pole sofort bestimmen. Die Entfernung der Pole wird am Vertikalmassstabe abgelesen.

Nach dem Coulombschen Gesetze kann das Produkt der Polstärken der abstossenden Pole berechnet werden. Wenn man den Abstand der Pole innerhalb der Grenzen 6—15 cm wählt, so ergiebt sich für das Produkt der Polstärken stets derselbe Wert. Für grössere oder geringere Entfernungen ergiebt sich ein zu kleiner Wert aus Gründen, die ich hier im einzelnen aus Zeitmangel nicht ausführen kann. Bleibt man aber innerhalb der angegebenen Grenzen, so kann die Polwage zur Verifikation des Coulombschen Gesetzes dienen.

Wenn man die Annahme machen kann, dass die beiden benutzten Polstärken gleiche Grösse haben, so kann man die einzelne Polstärke unmittelbar durch Wurzelausziehen finden. Ist diese Annahme nicht zulässig, so muss man noch eine dritte Nadel zu Hilfe nehmen und dann aus drei Bestimmungen die Werte $m_1\, m_2$, $m_1\, m_3$ und $m_2\, m_3$ herleiten. Aus diesen Werten lassen sich dann die einzelnen Polstärken sofort berechnen.

Bestimmung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus.

Hat man die Polstärke eines Magnetstabes bestimmt, so ist die Bestimmung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus leicht und rasch ausführbar. Fig. 2 zeigt die ganze Ver-

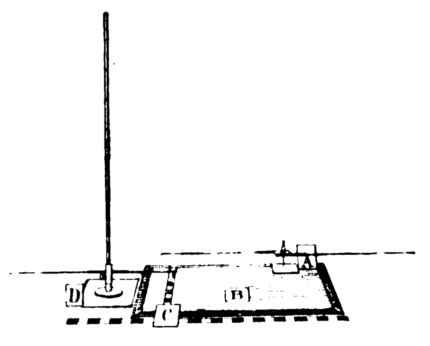


Fig. 2.

suchsanordnung. Man braucht dazu einen Spiegel B, auf dem eine Reihe paralleler Linien die Richtung des magnetischen Meridians angeben. Parallel mit diesen Linien ist ein Millimetermassstab an einer Kante des Spiegels unter dem Spiegel an einer von Belegung befreiten Stelle angebracht. Ausserdem ist längs einer dazu senkrechten Seitenkante ein Strich senkrecht zur magnetischen Meridianrichtung gezogen. Ferner braucht man eine auf einer niedrigen Spitze mittels Glashütchens aufgesetzte Doppelhülse, welche einerseits zur Aufnahme einer der magnetisierten Stricknadeln, andererseits zur Aufnahme eines als Gegengewicht dienenden Messingdrahtes dient. Endlich ist noch das schon vorher benutzte Stativ mit der horizontalen Magnetnadel erforderlich.

Man legt nun den Spiegel so auf den Tisch, dass die Meridianlinien wirklich in die Richtung des magnetischen Meridians fallen. Die auf der Spitze schwebende Magnetnadel dient zur Einstellung. Hierauf lenkt man diese Nadel mittels der festen Nadel um 90^0 ab, also so, dass sie mit der vorhin bezeichneten Senkrechten zusammenfällt. An dem Spiegelmassstabe liest man die Entfernung r der beiden gleichnamigen Pole ab. Die abstossende Kraft der beiden Nadeln, von denen die drehbare die Polstärke m_2, die ablenkende die Polstärke m_1 haben mag, beträgt $K = \frac{m_1 m_2}{r^2}$. Der freie Pol der abgelenkten drehbaren Magnetnadel wird durch das erdmagnetische Feld, dessen Horizontalintensität H betragen mag, in entgegengesetzter Richtung mit der Kraft $K = m_2 \cdot H$ gezogen. Die Gleichheit der beiden Kräfte K ergiebt die Gleichung $m_2 H = \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}$, woraus $H = \frac{m_1}{r^2}$ folgt. Man braucht also nur die Polstärke der ablenkenden Magnetnadel und die Entfernung der beiden Pole zu kennen.

Die Bestimmung nimmt so wenig Zeit und auch so wenig Aufwand an mathematischen Berechnungen in Anspruch, dass man innerhalb einer Unterrichtsstunde eine grosse Anzahl von Bestimmungen an verschiedenen Orten des Zimmers oder des Gebäudes oder im Freien ausführen kann. Das hat den praktischen Wert, dass man auf die grosse Verschiedenheit des erdmagnetischen Feldes innerhalb eines modernen Gebäudes mit seinen Eisenkonstruktionen in gebührender Weise aufmerksam machen kann.

Bemerken muss ich noch, dass die Polwage auch zur Bestimmung der Grösse von elektrischen Ladungen in absolutem Masse geeignet ist, wenn man an Stelle der magnetisierten Stricknadeln dünne Glasstäbchen anwendet, an deren äussersten Enden leichte Kugeln, z. B. aus Hollundermark, angebracht sind. Die Beziehungen zwischen Elektrizitätsmenge, Spannung und Kapazität sind ohne weiteres experimentell nachzuweisen. Die Polwage ist also zugleich ein absolutes Elektrometer, das in seiner Behandlung sehr einfach ist.

Die Glühlampenlaterne.

Der zweite vorzuführende Apparat ist eine optische Laterne mit einer Glühlampe als Lichtquelle.

Die eigentliche Laterne besteht (Fig. 3) aus

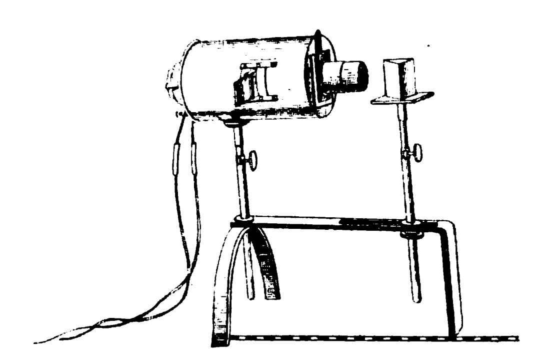


Fig. 3.

einem cylindrischen Gehäuse aus Messingblech, dessen eine, in dem Cylinder drehbare Endfläche in der Mitte die Fassung für eine Glühlampe centrisch und axial trägt. Das Gewinde für die Glühlampe liegt innerhalb des Blechcylinders, dagegen der Ausschalter und die Klemmen für die Stromzuführung ausserhalb des Cylinders. Die der Lampenfassung gegenüber liegende Grundfläche des Cylinders ist durch eine Kapsel verschlossen, in welche mittels passender Nutenführungen Blenden und Spalte, sowie andere Hilfsapparate eingesetzt werden können. Die cylindrischen Flächen der Laterne sind noch mit zwei rechteckigen Durchbohrungen versehen, in welche mittels Nutenführung eine einfache Spaltvorrichtung eingesetzt werden kann. Der Blechcylinder, der im Innern mit Asbestpappe ausgekleidet ist, damit die brennende Glühlampe die Aussenwandungen nicht erhitzt, ist mit einer Stativstange versehen, welche in einem passenden Hülsenstativ oder einer kleinen optischen Bank aufgestellt werden kann. Eine Reihe von Blenden, Schirmen, Hülsen und Tischen, sowie von passenden Prismen und Linsen gestattet die Ausführung jedes in der Schulphysik vorkommenden Versuches in höchst einfacher Weise, so dass ich glaube, mit der Glühlampenlaterne einen bequemen und billigen Ersatz für die umfangreiche und kostspielige Projektionslampe mit Bogenlicht geschaffen zu haben.

Die mir zur Verfügung stehende knappe

Zeit gebietet, nur eine beschränkte Auswahl von Versuchsanordnungen vorzuführen.

Spektralerscheinungen: Als Lichtquelle verwende ich in der Laterne eine Nernst-Lampe Modell B 1902, von der ich die Vorwärmespirale entfernt habe, die ich also durch Erwärmung mittels Streichholz oder Bunsenflamme erst zum Brennen bringen muss. Der leuchtende Nernst-Körper dient unmittelbar als Spalt, von dem ich mittels eines in die Vorderseite der Lampe eingeschalteten Systems von zwei Konvexlinsen ein reelles vergrössertes Bild auf dem Schirme erzeuge. Vor der Lampe, die auf der kleinen optischen Bank aufgestellt ist, ist ein kleines Tischchen zur Aufnahme eines Flintglasprismas aufgestellt. Drehe ich nun die Laterne auf dem Stative so, dass die Strahlen der Lampe durch das Prisma gehen, so erhalte ich ein Spektrum, dass so lichtstark ist, dass Sie es hier bis auf den letzten Platz deutlich sehen werden.

Jetzt zeige ich Ihnen einige Absorptionsspektren, welche durch vorgesetzte farbige Gläser und Gelatinefolien erzeugt werden.

Will ich die Erscheinungen schärfer machen, allerdings auf Kosten der Lichtstärke, so setze ich in die Laterne die verschiebbare Spaltvorrichtung ein, wodurch ein Teil des Nernst-Fadens bis auf einen engen Spalt abgeblendet wird. Ich kann den Spalt beliebig eng machen, aber denselben andererseits bis auf 1 mm dem leuchtenden Nernst-Körper nähern, erhalte also trotzdem eine Helligkeit, die für Schul- und Unterrichtszwecke den weitestgehenden Anforderungen genügt.

Jetzt bringe ich in den Strahlengang ein Löffelchen, in das ich ein Stückchen Natrium lege, und erhitze den Löffel durch eine untergesetzte Gasflamme, bis das Natrium mit stark gelb leuchtender Flamme verbrennt. Sie sehen hier die Umkehrung der Natriumlinie. Die Absorptionslinie des Natriumdampfes tritt als dicke schwarze Linie in dem Spektrum auf.

Objektive Darstellung des Strahlenganges bei der Brechung und Reflexion des Lichtes.

Zur objektiven Darstellung der Reflexions- und Brechungserscheinungen, sowie des Strahlenganges in Prismen und Linsen drehe ich die Lampenfassung so, dass der Nernst-Körper horizontal liegt, und verschiebe das eingesetzte Linsenrohr so, dass der Nernst-Faden in der Brennebene des Linsensystems liegt. Dadurch erhalte ich einen Strahlenkomplex, der in seinem vertikalen Querschnitt nahezu unveränderliche Breite behält, der allerdings im horizontalen Querschnitt aus divergierenden Strahlen besteht; da aber der Beschauer in horizontaler Richtung sieht, so erscheint ihm der Strahlenkomplex wie ein paralleles Strahlenbündel, aus dem ich jetzt durch eine vorgesetzte Blende mit drei breiten horizontalen Spalten drei Strahlenbündel herausblende. Sie können die Strahlenbündel noch weithin getrennt beobachten.

In diese Strahlenbündel werden Spiegel oder Linsen eingesetzt, wie ich hier vorführe. Der Strahlenverlauf ist auch jetzt, wenn ich Tabaksdampf in denselben hineinblase, weithin sichtbar.

Da ich die ganze Laterne wegen ihres geringen Gewichtes schief stellen kann, so kann ich das Strahlenbündel ohne Spiegelung in ein Gefäss mit Wasser leiten, um hier die Brechung zu beobachten. In der Leichtigkeit und Beweglichkeit der Laterne liegt ein Hauptvorzug vor der Bogenlampenlaterne, abgesehen davon, dass man die Laterne wegen ihres geringen Stromverbrauchs in jede beliebige Glühlampenfassung einschalten kann.

Wirkungsweise der optischen Instrumente.

Zum Schluss gestatten Sie, bitte, die objektive Vorführung der Wirkungsweise der sogenannten optischen Instrumente.

Ich ersetze die bisher benutzte Nernst-Lampe durch eine gewöhnliche Nernst-Lampe Modell B 1902 mit mattierter Glaskuppel oder durch eine mattierte 32kerzige Kohlefadenglühlampe und setze in die vordere Kapsel der Laterne eine Blende mit einem durch Löcher dargestellten F, dessen einzelne Löcher den gegenseitigen Abstand von 0,5 bezw. 1 cm haben; die Lochgrösse beträgt 2 mm. Vor die Laterne setze ich in geeignetem Abstande einen grossen Blendenschirm mit eingesetzter Konvexlinse und erzeuge auf diesem Schirme, der mit einer horizontalen und vertikalen Millimeterteilung versehen ist, ein reelles Bild. Sie erkennen, dass man die Grösse des Bildes, also auch demnach die Vergrösserung der Linse unmittelbar ablesen kann.

Als Linsen verwende ich gewöhnliche, nach Dioptrien geordnete Brillengläser, die alle auf denselben Durchmesser abgeschliffen sind und demnach alle in jede der einfachen Linsenfassungen passen.

Stelle ich nun in geeigneter Entfernung dieses aus Konvexlinse und Mattscheibe bestehende normalsichtige Augenmodell auf, so erkennen Sie das deutliche reelle Bild auf der Netzhaut des Auges. Letzteres ist das reelle Bild des von der ersten Konvexlinse erzeugten umgekehrten reellen Bildes. Der so zusammengesetzte Apparat ist ein nur aus einem Objektiv bestehendes Fernrohr. Setze ich vor das normalsichtige Auge diese Konvexlinse, so muss

ich das Auge der ersten Linse nähern, um ein scharfes Bild auf der Netzhaut zu erhalten. Dadurch erreiche ich aber wegen der verringerten Entfernung des Gegenstandes (nämlich des ersten reellen Bildes) von der Augenlinse ein stark vergrössertes Bild auf der Netzhaut. Die vor das Auge gesetzte Konvexlinse kann ich aber auch mit der ersten Konvexlinse fest verbinden. So erhalte ich das astronomische Fernrohr, oder bei anders gewählter Brennweite von Objektiv und Okular das zusammengesetzte Mikroskop.

Die Darstellung des terrestrischen Fernrohrs ist dadurch leicht möglich, dass zwischen Objektiv und Okular noch eine Umkehrungslinse eingesetzt wird.

Das galiläische Fernrohr ist nach meiner Auffassung für den Schüler am leichtesten durch folgende Darstellung verständlich. Das Netzhautbild eines Auges kann auf doppelte Weise vergrössert werden. Erstens dadurch, dass man die Brennweite der Augenlinse durch eine davor gesetzte Konvexlinse verkürzt, dadurch also ermöglicht, dass man den betrachteten Gegenstand nahe an das Auge bringen kann; es wird also hier die Bildweite unverändert gelassen, aber die Gegenstandsweite verringert. Das ist die Wirkungsweise der Lupe. Zweitens könnte man die Bildweite ohne Änderung der Gegenstandsweite vergrössern, wenn man die Augenlinse nach vorn aus dem Auge verschieben und durch eine Konvexlinse von grösserer Brennweite ersetzen könnte. In Verfolg dieses Gedankens setzt man vor das Auge eine Konkavlinse, wodurch das Bild hinter die Netzhaut fällt. Um nun das Bild wieder scharf auf die Netzhaut zu bekommen, setzt man in geeigneter Entfernung vor die Konkavlinse eine Konvexlinse, welche die in das mit der Konvexlinse versehene Auge eintretenden Lichtstrahlen schon konvergent macht, wodurch wieder eine Vereinigung der Lichtstrahlen zu einem reellen Bilde auf der Netzhaut stattfindet. Man kann nun, ohne einen bedeutenden Fehler zu machen, den Abstand der letzteren Konvexlinse von der Netzhaut als die nun vergrösserte Bildweite ansehen, wodurch sich die Vergrösserung des Netzhautbildes erklärt.

Meines Erachtens sollte man bei der schulgemässen Darstellung der Wirkung der optischen Instrumente niemals bei dem virtuellen Bilde des Okulars, das bei den Fernröhren ins Unendliche fällt, stehen bleiben, sondern das auf der Netzhaut entstehende reelle Bild betrachten. Dadurch wird das Verständnis der Wirkungsweise der optischen Instrumente wesentlich erleichtert. Ausserdem ist diese Darstellung frei von dem sonst der Erklärung zu Grunde gelegten subjektiven physiologischen Wirken des Auges, das doch bis zur Entstehung des Bildes auf der Netzhaut rein physikalischer Natur ist.

Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Dieser Apparat ist schon in dieser Zeitschrift **4**, 568—569, 1903 beschrieben.

L. Prandtl (Hannover), Zur Torsion von prismatischen Stäben.[1])

Die Verteilung der Verdrehungsspannungen über den Querschnitt des Stabes lässt sich unter Annahme des Proportionalitätsgesetzes in Beziehung setzen zu den der Gestalt einer gleichmässig gespannten Membran, die den Querschnittsumriss zur (ebenen) Randkurve hat und eine gleichförmig verteilte (zur Randebene senkrechte) Belastung trägt. Für die entstehende krumme Fläche gelten folgende Beziehungen:

1. Die Horizontalkurven (Schichtlinien) sind Spannungslinien, d. h. geben durch ihre Tangentenrichtung die Richtung der Schubspannungen an.
2. Das Gefälle der Fläche (also die Dichte der Schichtlinien) ergiebt die Grösse der Spannungen.
3. Das von der Fläche und der Randebene eingeschlossene Volumen ergiebt die Verdrehungssteifigkeit des Stabes.

Der Beweis knüpft an das sogenannte hydrodynamische Gleichnis an (vergl. Föppl, Vorlesungen, Bd. III, § 70). Die Spannungsverteilung wird hier mit einer innerhalb des Querschnittes verlaufenden ebenen Flüssigkeitsströmung verglichen, diese ist quellenfrei und besitzt den konstanten Wirbel $2G\vartheta$ (G = Schubmodul, ϑ Verdrehung pro Längeneinheit). Führt man die Strömungsfunktion ψ ein (vergl. Föppl, Bd. IV, § 43 oder Enzyklop. IV, 14, 7), so ergiebt die letztere Beziehung

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}=2G\vartheta$$ (X-Achse in der Stabrichtung);

eine wie oben belastete Membran (Erhebung u, Spannung S, Belastung pro Flächeneinheit p) befolgt die Gleichung

$$\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}=\frac{p}{S}.$$

ψ kann also durch u dargestellt werden.

$$\psi=ku,\ \text{wobei}\ k=\frac{2G\vartheta S}{p}\ \text{ist.}$$

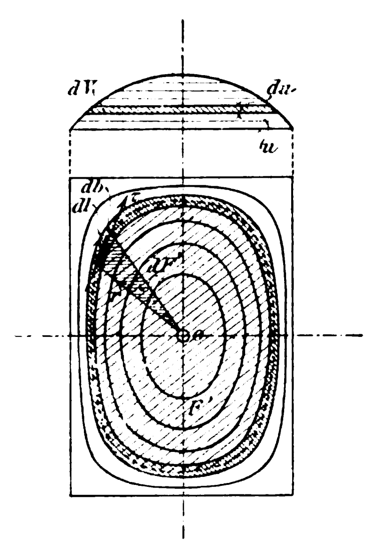
Die Beziehungen 1 und 2 folgen jetzt unmittelbar aus den Eigenschaften von ψ als Strömungsfunktion.

Die Grenzbedingung des ebenen Randes der Membran folgt nun aus dem Umstande, dass

1) Abteilung 1 u. 2, am 24. Sept. 1903.

die Schubspannungen am Querschnittsumfang tangential verlaufen; dieser ist also eine Spannungslinie und daher auch eine Horizontalkurve der Membran[1].)

Zum Beweise der dritten Beziehung betrachte man die Spannungen auf dem schmalen Ringstreifen zwischen den Horizontalkurven u und $u + du$ (s. Fig.). Auf einem Flächenelement von



der Breite dl und der Länge dl herrscht eine Schubspannung τ, nach obigem $= k \cdot \frac{du}{db}$. Das Moment der Spannung für den Punkt O ist (mit der Gibbsschen Bezeichnung der Vektoren)

$$\mathbf{r} \times \tau\, db\, dl = \tau\, db\, .\, \mathbf{r} \times d\mathbf{l} = k\, du \cdot 2\, d\mathbf{F};$$

dies ergiebt für die ganze Ringfläche

$$dM = 2\, k\, du \cdot F' = 2\, k \cdot dV$$

(dV = Volumen der Scheibe von der Dicke du). Das Gesamtmoment der Spannungen wird hiernach $M = 2\, k \cdot V$.

Die gebräuchlichen Formeln

$$\tau_{max} = \frac{M}{W} \text{ und } \vartheta = \frac{M}{G J}$$

lassen das Widerstandsmoment zu $W = \frac{2\, V}{\left(\frac{du}{db}\right)_{max.}}$

und das Trägheitsmoment zu $J = \frac{4\, V S}{p}$ finden.

Es sei noch bemerkt, dass sich unter Voraussetzung kleiner Durchbiegungen die Fläche durch Seifenhäute und andere Membranen realisieren und zur Messung benutzen lässt. Wegen ihrer Anschaulichkeit lässt die Methode auch eine einigermassen verlässliche Anwendung zur Aufstellung von Näherungsformeln zu. Eine Arbeit in der letzteren Richtung ist vom Vortragenden geplant und soll in der Z. d. V. d. J. veröffentlicht werden.

1) Zusatz (nicht vorgetragen): Bei hohlen Querschnitten entspricht auch der inneren Begrenzung eine Horizontalkurve der Membran; die Randkräfte an dieser Begrenzung ergeben eine Resultierende, die gerade der Wirkung des Druckes p auf die Fläche F_1 des Hohlraums entspricht:

$$S\int \frac{du}{db} \cdot dl = p \cdot F_1.$$

O. Thilo (Riga), Die Bedeutung der technischen Wissenschaften für den Naturforscher.[1])

Wenn der Naturforscher die Bewegungen eines Tieres zu ergründen sucht, so hat er ähnliche Aufgaben zu lösen, wie der Techniker, welcher wissenschaftlich festzustellen sucht, wie der Gang seiner Maschine zustande kommt.

Beide Forscher haben genau die stoffliche Zusammensetzung der einzelnen Teile und die Art ihrer Aneinanderfügung festzustellen, beide haben zu untersuchen, welche Bewegungen mit diesen Teilen möglich sind und durch welche Kräfte die Bewegungen bewirkt werden.

Auf den ersten Blick erscheinen allerdings die Bewegungen der Tiere wesentlich anders zu sein, als die Bewegungen der Maschinen. Sie erscheinen uns freier, weniger gezwungen. Unterwirft man jedoch die Bewegungen der Tiere einer genaueren Analyse, so bemerkt man bald, dass der Unterschied zwischen beiden nicht so gross ist, wie es anfangs scheint.

Sehr häufig hört man den Ausspruch: Die beweglichen Teile einer Maschine, z. B. die Räder, werden durch Achsen und dergleichen dazu gezwungen, in ganz bestimmten Bahnen zu laufen, mit einem Wort, sie sind zwangläufig.

Die Gelenke der Tiere hingegen sind viel lockerer aneinandergefügt, sie haben z. B. keine Achsen!

Dieses ist durchaus unrichtig. Ich habe an Fischen mehrfach Gelenke mit vollständigen Achsen nachgewiesen[2]), aber auch ohne Achsen sind viele Gelenke der Fischstacheln vollständig zwangläufig und bilden sehr genau aneinandergefügte Umschlusspaare.

Hierher gehört z. B. das Gelenk am Rückenstachel unseres Stichlings (Gasterosteus). Die Aneinanderfügung der Gelenkteile ist so fest, dass man den Stachel eines toten Stichlings, den man aufgerichtet hat, nicht niederlegen kann, wenn man gegen die Spitze des Stachels drückt. Wenn man jedoch mit der Spitze einer Nadel genau auf einen bestimmten Punkt, vorn an seinem Gelenkende drückt, so gelingt es leicht, ihn niederzulegen.

Diese überraschende Thatsache wird erst verständlich, wenn man das Gelenk des Stachels genauer untersucht. Betrachtet man den Stachel

1) Abteilung 3 u. 2, am 21. Sept. 1903.
2) Otto Thilo, Die Umbildungen a. d. Gliedmassen der Fische, Morphol. Jahrbuch 1896.

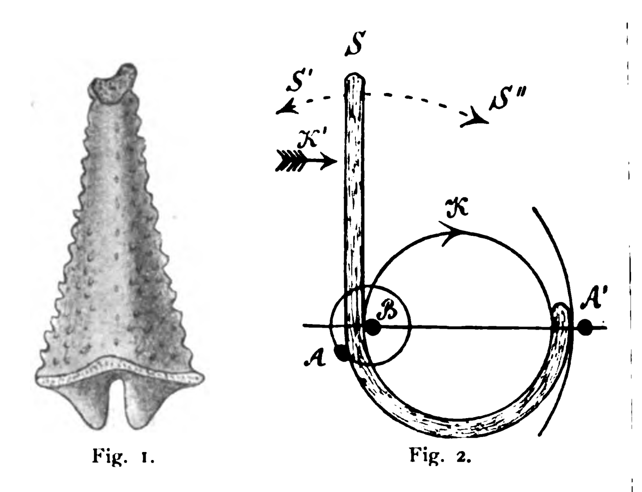


Fig. 1. Fig. 2.

des Stichlings von vorne (Fig. 1), so bemerkt man an einem Gelenkende einen Spalt. Dieser Spalt wird von zwei spitzigen Knochenfortsätzen gebildet. Von der Seite betrachtet, erinnert jeder dieser Fortsätze seiner Form nach an einen krummen Säbel. Jeder der säbelförmigen Fortsätze wird von einer knöchernen Hülle umschlossen, wie ein Säbel von seiner Scheide. In diesen Scheiden gleiten die säbelförmigen Fortsätze auf und ab, wenn der Stachel hin und her bewegt wird. Fig. 2 giebt die schematische Darstellung eines Stachels, von der Seite betrachtet. Der halbkreisförmige untere Teil der Fig. 2 stelle einen verlängerten, säbelförmigen Fortsatz des Stachels dar. B, S sei der Griff des Säbels — der Stachel. Die Kraft $\rightarrow K'$, welche senkrecht gegen den Griff des Säbels gerichtet ist, kann den Säbel nicht aus der Scheide ziehen, d. h. sie kann den Stachel nicht nach S bewegen und so niederlegen. Wohl aber gelingt es der Kraft K, welche in dem Kreise A', B, K verläuft.

In dieser Richtung A', B, K verlaufen auch die Muskeln des Stachels. Sie legen daher mit Leichtigkeit den Stachel nieder, während ein Druck gegen die Spitze des Stachels ($\rightarrow K'$) auf unüberwindliche Hindernisse stösst. Wohl aber kann, wie oben erwähnt, der Druck mit einer Nadelspitze oberhalb A den Stachel niederlegen.

Die Feststellung des Stachels tritt jedoch nur dann ein, wenn die Verhältnisse so liegen, dass eine Stützung bei A und B statthat (Fig. 2). Verlegt man den Stützpunkt A nach A', so kann man S unbehindert nach S'' bewegen; denn mit dem Halbmesser A', B lässt sich aus B ein Kreis beschreiben, welcher den Kreis A', B, K im A' tangiert. Liegen hingegen die Verhältnisse so, dass eine Stützung bei A statthat, so wird der Kreis A', B, K von einem Kreise geschnitten, den man mit dem Halbmesser A, B aus B beschreibt. Aus diesem Grunde ist auch beim Stichling und anderen Fischen die knöcherne Scheide, welche den säbelförmigen Fortsatz umschliesst, nicht vollständig, sondern nur wenig länger als die Entfernung der Punkte A und B. Der übrige Teil der Scheide wird von einer sehnigen Haut gebildet. Die Länge der säbelförmigen Fortsätze ist bei den verschiedenartigen Fischarten sehr verschieden. Bei einigen Welsarten bilden sie Kreisbögen von 90^0, ja 100^0. Beim Stichling erreichen sie oft eine Länge von 120^0. An einigen Welsarten sind sie jedoch so schwach entwickelt, dass sie kaum eine Feststellung des Stachels bewirken können. Die Richtigkeit meiner mechanischen Betrachtungen stellte ich fest durch Nachbildungen aus Holz und Eisen, welche einigen Kollegen in Berlin, Frankfurt a. M. und Königsberg wohlbekannt sind.

Sollte der Leser gelegentlich einen Stichling in die Hand bekommen, so wird es ihm gewiss nach den obigen Darlegungen leicht gelingen, mit der Spitze einer Nadel einen aufgerichteten Stachel niederzulegen, da er den Punkt, wo die Nadelspitze anzusetzen ist, wohl ohne Schwierigkeiten am Stachelgelenke finden wird.

Ich hoffe, der Leser wird aus meinen Darlegungen ersehen haben, dass die Gelenkvorrichtung eines Stichlingstachels vollkommen zwangläufig ist und daher im Baue den technischen Gelenken entspricht. Im Gebrauch jedoch unterscheidet sie sich sehr wesentlich von den Gelenken der Technik.

Ein Stichling kann seine Stacheln blitzartig schnell gegen seine Feinde erheben, er kann sie aber auch ebenso schnell feststellen und sogar im Tode noch unbeweglich aufrecht erhalten. Trotzdem findet man an seinem Gelenke keine derartige Sperrvorrichtung, wie sie in der Technik benutzt wird. Die technischen Gesperre besitzen eine Sperrklinke, bestehen also aus drei beweglichen Teilen, während man am Gelenk des Stichlings nur zwei bewegliche Teile bemerkt, die nur unter ganz bestimmten Bedingungen durch Reibung festgestellt werden können. Derartige zweiteilige Vorrichtungen sind nur dort verwendbar, wo sie unablässig beaufsichtigt und gestellt werden können. Dieses fortwährende Stellen gelingt einem Tiere mit Hilfe seiner Muskeln leicht. An Maschinen ist es undurchführbar. Hier gewähren nur die dreiteiligen Gesperre ausreichende Sicherheit. Übrigens findet man an Fischstacheln auch Gelenke mit Sperrklinken, so z. B. am Rückenstachel des Fisches Zeus. Dieser Stachel wird durch ein richtiges Zahnradgesperre festgestellt, wenn er aufgerichtet ist.

Am Stachel eines anderen Fisches, des „Einhorns“ (Monacanthus), findet man eine Abänderung des Zahnradgesperres. Der Zahn ist zu einer runden Scheibe umgeformt, wie man sie am amerikanischen Yaleschloss als „Zuhaltung“

wiederfindet. Diese Zuhaltung ist ganz besonders widerstandsfähig und wird daher viel für Geldschränke benutzt.[1])

Das ganze Gesperre am Stachel des Einhorns sieht sehr einfach aus, trotzdem wollte es mir nicht recht gelingen, es künstlich nachzubilden. Es gelang mir nicht, die Krümmung der Scheibe durch Konstruktion zu finden. Da entdeckte ich im Konstrukteur von Reuleaux ähnliche Gesperre. Unter den „Reibungsgesperren" fiel mir das Dobosche-Gesperre sogleich auf. Der Klemmdaumen dieser Vorrichtung hat ein Evolventenprofil. Ich wandte dieses Profil bei meiner Nachbildung an und jetzt gelang es mir leicht, der Sperrfläche die richtige Krümmung zu geben.

Auch das Gesperre an der Schere unseres Flusskrebses bemerkte ich erst, als ich diese Schere mit ähnlichen technischen verglich. Überhaupt wurde mir die grosse Bedeutung der Gesperre für das Tierreich erst recht klar, als ich bei Reuleaux folgende Stelle las: „Von allen Mechanismen, über welche die praktische Mechanik verfügt, zeigen sich bei näherer Untersuchung die Gesperre als die am meisten benutzten."

Ich sagte mir, da die Mechanik der Tierkörper ja auch nichts anderes ist, als eine praktische Mechanik, so müssen in ihr die Gesperre dieselbe Rolle spielen, wie im Maschinenbau.

Sehr umfassende Untersuchungen an den verschiedensten Tierkörpern bestätigten meine Vermutung und führten mich auf folgendes Naturgesetz: Die Sperrvorrichtungen dienen im Tierreiche dazu, um Muskelkraft zu sparen. Überall, wo es erforderlich ist, einen Körperteil sehr lange Zeit hindurch in einer und derselben Stellung zu erhalten, wird diese Arbeit den Muskeln durch Sperrvorrichtungen abgenommen, oder doch wenigstens erleichtert. Dieses Gesetz tritt gewiss an den obenerwähnten Fischstacheln besonders deutlich hervor, wenn sie stundenlang ununterbrochen von den Fischen aufrecht erhalten werden. Nicht weniger deutlich jedoch zeigt sich das Gesetz an den häutigen Sperrvorrichtungen für flüssige und luftförmige Körper an den selbstthätigen Ventilklappen. Dort, wo grössere Mengen von Flüssigkeit oder Luft im Tierkörper aufgesammelt werden, findet man an den Öffnungen der Behälter allerdings Muskeln, welche ringförmig die Öffnungen umschliessen, und so ein Ausströmen der Ansammlung verhüten.

Wo es jedoch erforderlich ist, besonders lange diese Ansammlung zurückzubehalten, wird diese Arbeit entweder ganz oder doch teilweise den Muskeln durch elastische Klappen abgenommen. In den Schwimmblasen der Fische z. B. wird die Luft oft ganz besonders lange zurückbehalten. Ich vermutete daher am sogenannten Luftgange, welcher die Schwimmblase mit dem Rachen verbindet, eine Sperrvorrichtung. Ich fand sie auch und entdeckte zugleich die neue Thatsache, dass die Fische ihre Blase in derselben Weise mit Luft füllen, wie alle übrigen Tiere, welche einen Luftsack besitzen, der mit selbstthätigen Ventilen versehen ist (Eidechsen, Frösche, Vögel u. s. w.), d. h. die Fische erheben ihre Schnauze über die Oberfläche des Wassers, füllen ihre Rachenhöhle mit Luft und befördern diese durch Bewegungen des Schlundgerüstes durch den Luftgang in die Blase.

Diese Thatsache war, wie gesagt, bisher unbekannt, noch immer wird recht allgemein angenommen, dass die Fische mit Hilfe ihrer Kiemen dem Wasser Luft entziehen und diese Luft durch den Blutkreislauf in die Blase befördern.

Am Herzen einiger Fische findet man in der grossen Schlagader sehr zahlreiche Klappen, einige Knorpelfische besitzen deren gegen 20, während beim Menschen an derselben Ader nur drei Klappen vorkommen. Bei genauerer Untersuchung bemerkt man, dass diese zahlreichen Klappen sehr klein sind und garnicht vollständig die Ader verschliessen können. Sie bewirken bloss eine Verengerung. Jedoch genügt bei schwachem Blutdruck schon diese Verengerung, um den Rückstrom zu verhüten. Der Rückstrom wird „gedrosselt", wie der Maschinenbauer sagt. Das Drosseln ist jedem Maschinenbauer nur zu sehr bekannt. Er hat oft dagegen anzukämpfen, z. B. bei Absperrventilen an den neueren Dampfmaschinen. Er hat es aber auch gelernt, das Drosseln zu technischen Zwecken auszunützen, z. B. bei den sogenannten „Dichtungen" der Kolbenstangen an den Dampfmaschinen, um zu verhüten, dass Dampf oder Wasser austritt (Lenzdichtung). Derartige „Dichtungen" spielen gewiss an den Gelenken der Tiere eine grosse Rolle, denn die Gelenkhöhlen stehen in offenem Zusammenhange mit elastischen Röhren, welche flüssige Lymphe enthalten. —

Bisher habe ich nur einfachere Mechanismen benutzt, um nachzuweisen, wie sehr die technischen Wissenschaften dem Naturforscher seine mühsamen Untersuchungen erleichtern können. Bei zusammengesetzten, vielteiligen Mechanismen ist selbstverständlich der Nutzen der technischen Untersuchungsmethoden noch weit grösser.

Jeder Anatom wird wohl zugeben, dass am Fische das Kiemengerüste ein sehr zusammengesetzter Mechanismus ist, die vielen Knochen-

1) Alle diese Gesperre wurden von mir genauer beschrieben und abgebildet in der Rigaer Industrie-Zeitung Nr. **4**, 1898, Biolog. Centralblatt **15**, August 1899, Journal of Anatomy and Physiology **35**, Jan. 1901.

platten, Gräten und Gelenke wirken geradezu verwirrend. Als ich dieses Gerüste nach den Regeln des Zwanglaufes untersuchte, fand ich eine ziemlich einfache Vorrichtung, die allen wohlbekannt ist. Ich entdeckte, dass die Fische ihre Kiemenhaut mit demselben Mechanismus spannen, den wir zum Spannen unserer Regenschirme benutzen. Das erkennt man leicht, wenn man ein Modell von mir mit dem Kiemengerüste einer Scholle, eines Lachses oder ähnlichen Fisches vergleicht.[1])

Die schematischen Figuren 3, 4 und 5 mögen diese Verhältnisse verdeutlichen.

Regenschirm-Spanner

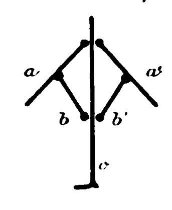


Fig. 3.

Kiemenhaut-Spanner

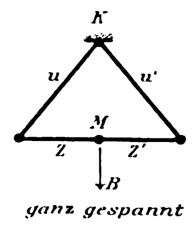


Fig. 4.

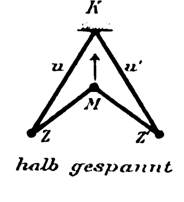


Fig. 5.

Beim Regenschirm (Fig. 3) sind die Stäbe a und a' am Stocke c durch Gelenke befestigt. Die Stäbe b und b' können am Stocke c verschoben werden. Beim Fischkopf (schematische Fig. 4 und 5) entsprechen den Stäben a und a' die Knochenteile u und u', welche am Kinne K durch ein Gelenk aneinander gefügt sind. Den Stäben b und b' (Fig. 3) entsprechen die Zungenbeine des Fisches (Fig. 4 z und z'). Wenn nun der Muskel MB die Zungenbeine z und z' so streckt, dass sie eine gerade Linie bilden (Fig. 4), so werden u und u' ausgebreitet und die Kiemenhaut wird so gespannt, dass sie schirmartig vom Körper absteht. Knickt man hingegen die Zungenbeine ein (Fig. 5 z und z'), so wird die Kiemenhaut entspannt. Von der Richtigkeit dieser Darstellung kann man sich leicht überzeugen, wenn man einen Dorsch, Lachs oder ähnlichen Fisch auf den Rücken stellt, die Bauchflossen erfasst und zum Schwanzende des Fisches hinzieht. Sofort richten sich die Kiemendeckel auf und die Kiemenhaut steht schirmartig vom Körper ab.

Genau so wie mit dem Kiemengerüste der Fische erging es mir auch mit jener eigentümlichen „Schubkurbel" am Kiefergerüste der Vipern.

Ich konnte sie erst begreifen und nachbilden, als ich wusste, was ein Schubkurbel ist. Der bewegliche Oberkiefer nebst Giftzahn (vergl. schematische Fig. 6) kann als Kurbel gelten.

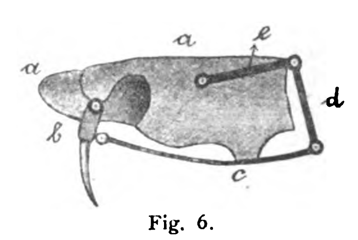


Fig. 6.

Schiebt man die lange Knochenspange c vor, die an b befestigt ist, so wird der Oberkiefer b aufgerichtet. Die lange Knochenspange c entspricht daher der „Schubstange", welche das Schwungrad einer Dampfmaschine treibt. Bei der Dampfmaschine bewegt sich das eine Ende der Schubstange im Kreise, während das andere Ende in gerader Richtung geführt wird. Diese „Geradführung" erfolgt in streng vorgeschriebener Bahn ist also streng „zwangläufig". Am Kiefergerüste der Viper wäre eine strenge Geradführung unpraktisch, sie würde die Nachgiebigkeit des ganzen Gerüstes in hohem Grade verringern und so zum Bruche der Knochenspangen führen. Aus ähnlichen Gründen ist auch eine andere Geradführung, von der ich gleichfalls ein Modell angefertigt habe, nicht streng zwangläufig. Sie kommt am Maule einiger Fische vor, z. B. beim Lippfisch.

Dieser Fisch ist etwa 12 cm lang. Spitzt er sein Maul, so wird er 14 cm lang. Er besitzt also die Gabe, sich mit Hilfe seines Maules nicht ganz unbedeutend zu vergrössern. Mein Modell ist streng zwangläufig, ziehe ich an einer Schnur, welche einer gewissen Gruppe von Muskeln entspricht, so wird das Maul aufgesperrt.

Aber die Maulsperre würde chronisch werden, wenn der Fisch ein so zwangläufiges Maul hätte, wie mein Modell. Es würden alle Augenblicke unüberwindliche Totlagen entstehen. Ich brauche nur ein wenig die Richtung der Zugschnur zu ändern und die Totlage ist da.

Zur Überwindung der Totlagen findet man im Tierreiche sehr verschiedenartige Vorrichtungen. Leider kann ich hier auf diese nicht genauer eingehen. Ich will nur kurz anführen, dass bei einigen Fischen bewegliche Knochenteile totgelegt werden und in der Totlage an den Gelenken verknöchern.

Wenn solche Verknöcherungen an den Gelenken des vorgestülpten Maules eines Fisches

1) Vgl. Bulletin de l'Académie Impériale des Sciences de St. Pétersbourg V. Serie, Band XIV, **3**, 327, März 1901.

eintreten, so müssen sie das ganze Maul in eine starre Röhre verwandeln, wie man sie am Schnepfenfische findet; daher empfiehlt es sich gewiss, die Entwickelung des Röhrenmaules dieses Fisches genauer zu untersuchen. Besonders da bei der Seeschnepfe und ihren Verwandten mehrere Gelenke der Flossenstrahlen verknöchert sind. Es neigen also diese Fische zu Verknöcherungen.

Die Lehre von den Totlagen ist noch aus anderen Gründen für den Naturforscher von Wichtigkeit. Die Totlagen werden im Tierreich dazu ausgenutzt, um Muskelkraft zu sparen.

Dieses erkennt man deutlich, wenn man sieht, wie ein Mensch steht, dessen Streckmuskeln des Kniegelenkes gelähmt sind. Er stellt Ober- und Unterschenkel so, dass jedes Bein eine gerade Linie bildet. Es befinden sich dann Ober- und Unterschenkel zueinander in einer Totlage und machen so das Stehen möglich. Also: Totlagen und Sperrvorrichtungen werden in der Natur dazu benutzt, um Muskelkraft zu sparen!

Man hört oft den Ausspruch, dass die unendliche Natur mit ihren Mitteln nicht zu sparen braucht. Je mehr man jedoch die Natur erforscht, desto mehr erkennt man ihre Sparsamkeit und gerade die technischen Wissenschaften haben viel zu dieser Erkenntnis beigetragen. Denn der Techniker ist immerfort dazu gezwungen, bis aufs äusserste die ihm von der Natur gewährten Mittel auszunützen und zu erforschen, wie man am besten spart. Er hat es längst erkannt, dass er hierin viel von der Natur lernen kann. Hierauf weist auch der bekannte amerikanische Ingenieur Thurston hin, indem er eine Theorie über die Thätigkeit der Muskeln aufstellt. Er sagt: „Die Theorie dieser lebendigen Maschine und das Studium ihrer Arbeitsweise, ihrer Energie, Verwandlung und sparsamen Ausnützung bilden eine der wesentlichsten praktischen Aufgaben, die einerseits dem Ingenieur, andererseits dem Manne der Naturwissenschaft gestellt sind". Reuleaux stimmte diesem Urteile bei und stellte selbst sehr eingehende Versuche über die Entstehung der Muskelspannung an. Leider kann ich hier auf diese Versuche nicht eingehen, die er mit anderen umfassenderen Arbeiten in seiner Abhandlung „Kinematik im Tierreich" veröffentlicht hat. Mir erscheinen seine Arbeiten als höchst bedeutungsvoll, da sie dem Naturforscher neue Bahnen eröffnen.

Zum Schlusse kehre ich nochmals zurück zu der Frage: Sind die Bewegungen eines Tieres wesentlich anders als die Bewegungen einer Maschine?

Nach meinen Darlegungen, glaube ich, kann man diese Frage folgendermassen beantworten: Einige Bewegungen der Tiere sind allerdings anders. Ich meine jene sehr zusammengesetzten Bewegungen der Gliedmassen, welche vollständig vom Willen abhängig sind, so z. B. jene Bewegungen, welche die Stichlinge mit ihren Stacheln ausführen. Schon oben wurde darauf hingewiesen, dass derartige Bewegungen an künstlichen Maschinen unausführbar sind. Der Stichling kann das Gelenk des Stachels blitzartig schnell hin und her bewegen, er kann es aber auch ebenso plötzlich unbeweglich feststellen, indem er den Muskelzug ändert und so bedeutende Reibungswiderstände im Gelenke erzeugt. Bei einer künstlichen Maschine ist alles dieses unmöglich. Es würden alle Augenblicke unüberwindliche Störungen eintreten. —

Sehr viele Bewegungen der Tiere jedoch hängen nicht vom Willen ab und werden durch Mechanismen hervorgebracht, die vollständig unseren künstlichen Maschinen entsprechen. Ich schliesse mich daher vollständig Reuleaux an, wenn er sagt: „Der Anzahl nach am grossartigsten vertreten, zeigen sich im Tierreiche solche Mechanismen, die von der Natur in regelmässigem, aber unwillkürlichem Betrieb erhalten werden, jene das Leben selbst ergebenden Vorrichtungen. Sie sind vollständige und gehende natürliche Maschinen und entsprechen ebenso, wie jede künstliche Maschine, in ihrem getrieblichen Bau den Gesetzen des Zwanglaufes, insbesondere auch unserer Begriffsbestimmung der Maschine. Ihrer Gattungen sind nicht viele, wesentlich sind sie Sperrvorrichtungen für Flüssigkeiten, betrieben durch rhythmische Muskelschwingung. In Arten sind sie nicht zahlreich, in Ausführung geradezu unzählbar und übertreffen in diesem Punkte die künstlichen Maschinen milliardenfach. Die im Vorausgehenden ermittelte Gemeinsamkeit der Bauunterlagen für die natürlichen und die künstlichen Maschinen setzt die menschliche Maschinenschöpfung als solche in ein eigenes Licht. Nicht getrennt von der Natur oder gar gegensätzlich zu ihr, wie man es nennen hört, sondern bezüglich der Gesetze ihrer körperlichen Bildung im Einklang mit der Natur steht die Menschenschöpfung Maschine. Andererseits darf aber auch nicht, wie versucht werden könnte, die Folgerung gezogen werden, die künstlichen Maschinen seien in Nachahmung der Natur entstanden; denn Jahrtausende hindurch machte der Mensch Maschinen und benutzte sie, ehe er zu versuchen imstande war, in das Wesen der Bewegungsweise im Tierkörper einzudringen. Naturforschung aber und Maschinenwissenschaft können einander heute die Hand reichen zu einmütiger Betrachtung grosser Teile ihrer beiderseitigen Gebiete".

Paul Ostmann (Marburg), Über die Anwendung des objektiven Hörmasses[1]).

Die Ohrenheilkunde bedurfte eines objektiven Hörmasses, um die Hörstörungen ihrer Form und ihrem Umfange nach analysieren zu können.

Für den praktischen Gebrauch erschien die Stimmgabel verschiedener Tonhöhe als das handlichste Instrument, um mit ihrer Hilfe zur objektiven Hörmessung zu gelangen.

Zu diesem Zwecke musste die normale Abschwingungskurve der unbelasteten *C*- und *G*-Gabeln vom *C* der grossen bis zum *c* der viergestrichenen Oktave experimentell festgestellt werden, um im Sekundenintervall eine Ausmessung der Amplituden für die ganze Dauer der Schwingung bis zum Verklingen des Tones für das normale Ohr zu ermöglichen.

In welcher Weise ich zur Darstellung der normalen Abschwingungskurven der unbelasteten Edelmannschen *C*- und *G*-Gabeln gelangt bin, und wie es möglich wurde, auch für die höheren Gabeln, deren Schwingungen wegen ihrer ausserordentlichen Kleinheit zum Teil nicht mehr direkt gemessen werden konnten, die Amplituden- und Hörprüfungstabellen bis zur Erreichung des normalen Schwellenwertes — der Normalamplitude — durchzuführen, habe ich in meiner Abhandlung: „Ein objektives Hörmass" — J. F. Bergmann, Wiesbaden 1903 — und in meiner Mitteilung: „Schwingungszahlen und Schwellenwerte" im Archiv für Anatomie und Physiologie, physiologische Abteilung, 1903, dargelegt.

Die verschiedene Grösse der Amplitude, bei der ein Stimmgabelton für das schwerhörige und das normalhörende Ohr verklingt, giebt das objektive Mass zur Bestimmung der dem kranken gegenüber dem normalen Ohre verbliebenen Hörschärfe; denn die Hörschärfen verhalten sich umgekehrt wie die Quadrate der Amplituden.

Soll dieses Mass allgemein anwendbar sein, so müssen die verschiedenen Untersucher über Reihen unbelasteter *C*- und *G*-Gabeln verfügen, welche, soweit nur irgend möglich, eine gleiche Abschwingungskurve besitzen, wie die von mir geeichten. Die Erreichung dieses Zieles wird mit der mir freundlichst zugesagten Unterstützung des Herrn Professor Edelmann in München dadurch angestrebt werden, dass von mir eine zweite Gabelreihe nach der meinen geeicht wird, und diese zweite Reihe wird dann als Muster den zu Hörprüfungszwecken zu liefernden Reihen zu Grunde gelegt werden.

Die objektive Messung einer Hörstörung ist nun an der Hand der Hörprüfungstabellen sehr einfach und um so weniger zeitraubend, je geringer die Hörstörung ist.

Sie vollzieht sich:

1. bei normaler Hörfähigkeit des Arztes,
2. bei Schwerhörigkeit des Untersuchers auf beiden Ohren

in folgender Weise:

Nehmen wir zunächst an, der Arzt sei normalhörend. Bei beliebigem Anschlag der Gabel, welcher nur so stark sein muss, dass das schwerhörige Ohr den Ton überhaupt noch hört, wird der Schwellenwert des schwerhörigen Ohres aufgesucht. Von dem Augenblick an, wo dieser überschritten wird, misst man mit der Sekundenuhr die Zeit bis zum Verklingen der Gabel vor dem normalen Ohre. Diese Zeit nenne ich Differenzzeit.

Es kommt nun darauf an, die Lage des Schwellenwertes des schwerhörigen Ohres innerhalb der Abschwingungskurve der Gabel zu bestimmen, um mit Hilfe der Hörprüfungstabellen die Grösse der Schwellenwerts-Amplitude zu finden.

Die mittlere Grösse derjenigen Amplitude, bei der der Ton für das normalhörende Ohr verklingt, ist bekannt. Diese von mir so genannte „Normalamplitude" bildet den Endpunkt der Abschwingungskurve; somit müssen wir die Kurve um so viel Sekunden aufwärts verfolgen, als die gefundene Differenzzeit beträgt, um an der Hand der Hörprüfungstabellen die Grösse derjenigen Amplitude zu finden, bei der der Ton für das schwerhörige Ohr unhörbar wurde.

War die Schwellenwerts-Amplitude des kranken Ohres dreimal so gross als die Normalamplitude, so besitzt das kranke Ohr für den Stimmgabelton, mit dem geprüft wurde, $^1/_9$ der normalen Hörschärfe.

Das Ausmass der Abschwingungskurven gestattet eine Herabminderung der Hörschärfe zu messen, welche für:

$C \ldots\ldots \left(\frac{1}{45{,}6}\right)^2$ der normalen beträgt, für

$G \ldots\ldots \left(\frac{1}{94{,}5}\right)^2$ „ „

$c \ldots\ldots \left(\frac{1}{353{,}2}\right)^2$ „ „

$g \ldots\ldots \left(\frac{1}{945}\right)^2$ „ „

$c^1 \ldots\ldots \left(\frac{1}{3600}\right)^2$ „ „

$g^1 \ldots\ldots \left(\frac{1}{20377}\right)^2$ „ „

$c^2 \ldots\ldots \left(\frac{1}{15166}\right)^2$ „ „

1) Abteilung 24 u. 2, am 23. Sept. 1903.

c^3 . . . . . $\left(\frac{1}{63830}\right)^2$ der normalen beträgt, für:

c^4 . . . . . $\left(\frac{1}{95745}\right)^2$ „ „

Da die Hörprüfungstabellen auch die Zahl der Normalamplituden, welche in jeder grösseren Amplitude als die Normalamplitude selbst enthalten sind, angeben, so wird die Hörschärfe des kranken Ohres als Bruchteil der normalen gefunden, wenn man die Zahl der in der Schwellenwerts-Amplitude enthaltenen Normalamplituden mit sich selbst multipliziert und das Produkt als Nenner eines Bruches setzt, dessen Zähler 1 ist.

Für den schwerhörigen Arzt ist das objektive Hörmass gleichfalls anwendbar; nur muss er zunächst seine eigene Hörstörung analysieren und für die Gabeln verschiedener Höhe seine Differenzzeit gegenüber dem Normalhörenden feststellen lassen.

Ist dies geschehen, so hat er, je nachdem seine Schwerhörigkeit grösser oder geringer ist als die des Kranken, nur eine sinngemässe Korrektur eintreten zu lassen, um die eigentliche Differenzzeit des Kranken gegenüber dem Normalhörenden zu finden.

Referate über den gegenwärtigen Stand der Mechanik.

K. Schwarzschild (Göttingen), Über Himmelsmechanik[1]).

Wenn die Himmelsmechanik den heutigen Vortragscyklus über mechanische Probleme eröffnet, so entspricht das dem Gange der historischen Entwicklung. Die Bewegung der Himmelskörper ist das Problem, an welchem die Mechanik eigentlich gewachsen ist, an dem sie sich unter der Pflege der grossen Mathematiker des 18. Jahrhunderts emporgerankt hat. Aber nicht nur das zeitlich erste grosse Problem der Mechanik ist die Frage nach dem Laufe der Planeten, sondern auch ihr vornehmstes, reinstes Problem. Hier bedarf es keiner künstlichen Idealisierung wegen Ungleichmässigkeit des Materials oder Einflüssen der Reibung, die einfache Formel des Newtonschen Gesetzes $\frac{mm'}{r^2}$ beherrscht die Bewegungen im Sonnensystem für Jahrtausende vorwärts und rückwärts mit vielstelliger Genauigkeit.

Es wird zwar gegenwärtig vielfach an der alten einfachen Form des Newtonschen Gesetzes gerüttelt. Der Astronom Seeliger betont die Schwierigkeiten, die seiner Anwendung auf die im unendlichen Raum verbreiteten Massen der Sternsysteme entgegenstehen, der Physiker Lorentz konstruiert eine Möglichkeit, die Schwerkraft sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten zu lassen. Bei dem Sturmschritt der modernen physikalischen Entwicklung mag der morgige Tag diesen von philosophischen Gesichtspunkten aus so reizvollen Betrachtungen eine praktische Bedeutung geben, heute aber — dies betone ich — befinden wir uns noch in der Periode zunehmender Bestätigung des Newtonschen Gesetzes. Während vor einigen Jahren noch zur Erklärung der ominösen Bewegung des Merkurperihels angenommen wurde, dass der Exponent 2 im Newtonschen Gesetz durch $2 + 0{,}00000016$ zu ersetzen sei, hat kürzlich E. W. Brown auf Grund einer genauen Theorie der Mondbewegung gezeigt, dass der Exponent nur um $\pm 0{,}00000004$ von 2 verschieden sein kann. Er hat die Gültigkeitsgrenze noch um eine Stelle weiter hinausgeschoben. Wo sich noch Abweichungen vom Newtonschen Gesetz zeigen, wie beim Merkurperihel und in der Accelleration des Mondes, hat man allen Grund, fremdartige störende Einflüsse anzunehmen. Das Newtonsche Gesetz hat in Praxis gegenwärtig grösseren Anspruch auf absolute Gültigkeit, als jemals zuvor.

Wenn man die astronomische Mechanik in ihrer Gesamtheit ins Auge fasst, so enthält sie freilich mehr als die blosse Anwendung des Newtonschen Gesetzes. Für die Theorie der Polhöhenschwankungen z. B. hat man die Elastizitätstheorie auf die Erde anzuwenden. Bei der Theorie der Sonne kommt die Thermodynamik ins Spiel. Ganz neue Probleme erwachsen der astronomischen Mechanik aus der beginnenden Erkenntnis der Formverhältnisse in einzelnen Fixsternsystemen, wo zwei mächtige Sonnen in unmittelbarer Nähe oder selbst im Kontakt miteinander in wenigen Tagen umeinander rotieren. Es wäre verlockend genug, zu schildern, was hier die Theorie der Gleichgewichtsfiguren rotierender Flüssigkeiten geleistet hat, und wie viele Probleme noch ausstehen auf diesem Gebiete, wo moderne Mathematik und Physik in engster Verknüpfung arbeiten müssen. Aber wenn man zu einer Expedition in den Himmel eine halbe Stunde Zeit hat, so muss man sich beschränken. Darum bleibe ich bei den blossen Folgerungen aus dem Newtonschen Gesetz, bei dem Kardinalproblem der Astronomie, dem sog. Vielkörperproblem, und will zu zeigen versuchen, dass dieses für die ganze Mechanik ehemals vorbildliche Problem inzwischen nicht abgestorben ist, dass seine Behandlung bis in die letzte Zeit hinein fortgeschritten ist und dass es noch immer Fragestellungen enthält.

1) Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe am 24. Sept. 1903. Abdruck in erweiterter Form.

welche für die gesamte Mechanik fruchtbar werden können.

Um sich zunächst das Problem selbst präzise vor Augen zu führen, stelle man sich drei Körper vor, deren Massen wir uns in ihre Schwerpunkte konzentriert denken und die sich in einem bestimmten Moment an drei beliebigen Stellen des Raumes mit beliebigen Anfangsgeschwindigkeiten bewegen. In der 1. Sekunde möge der Körper m die Strecke AB zurücklegen. Man kann nun nach dem Newtonschen Gesetz ausrechnen, welche Kräfte die beiden andern Massen während dieser Sekunde auf m ausüben. Bildet man die resultierende Gesamtkraft und dividiert sie durch m, so erhält man die Beschleunigung, die Änderung der Geschwindigkeit pro Sekunde. Trägt man dieselbe von B nach C an, so stellt AC die neue Geschwindigkeit, $DC = AC$ daher den Weg in der folgenden Sekunde dar. Indem man so gleichzeitig für alle drei Körper operiert, kann man von Sekunde zu Sekunde den Ort der Körper konstruieren und erhält so die Bahnen, die sie unter ihrer gegenseitigen Anziehung beschreiben müssen. Diese Behandlungsart hat nur den Übelstand, dass sie zu zeitraubend ist, um praktisch durchführbar zu sein, zumal im Grunde genommen statt der Sekunden unendlich kleine Zeitintervalle zu benutzen wären. Die Aufgabe besteht darin, mit einem Schlage anzugeben, was aus 100000 solcher Dreieckskonstruktionen herauskommt — das nennt man Integralrechnung.

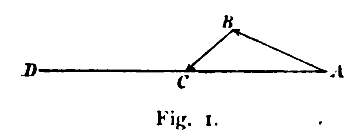


Fig. 1.

Die Antwort ist leicht, falls es sich nur um die Bewegung zweier Körper umeinander handelt. Es ergibt sich dann, dass sich die beiden Körper nach den wohlbekannten Keplerschen Gesetzen in Ellipsen um ihren gemeinsamen Schwerpunkt bewegen. Sowie aber ein dritter, noch so kleiner Körper hinzukommt, verliert die Bewegung ihren einfachen Charakter. Dieses Dreikörperproblem ist auch heute noch insofern ungelöst, als man nicht angeben kann, was nach beliebig langen Zeiten aus den drei Körpern wird. Aber für beschränkte Zeiträume kennt man ihre Bewegungen und darüber werde ich gerade zu berichten haben.

Denken wir, um ein bestimmtes Beispiel zu haben, gleich an Erde und Sonne und nehmen als dritten Körper den Jupiter hinzu, der in 12 Jahren im fünffachen Abstand der Erde die Sonne umkreist und $1/_{1000}$ der Sonnenmasse besitzt. Eine flüchtige Betrachtung würde zu dem Schlusse führen, dass diese störende Masse des Jupiter eine rapide Änderung der kosmischen Stellung der Erde zur Folge haben würde. Rechnet man sich den Betrag der anziehenden Kraft des Jupiters aus, wie sie in der Quadratur gilt, wenn der Winkel Jupiter-Sonne-Erde ein Rechter ist, und lässt diese Kraft 10 Jahre lang im selben Sinne wirken, so würde sich der mittlere Abstand der Erde von der Sonne um $1/_{100}$, die Jahresdauer um etwa 5 Tage verändert haben. Diese Überlegung kann freilich quantitativ nicht zutreffen, weil im Laufe der 11 Jahre die anziehende Kraft in häufigem Wechsel bald im einen, bald im andern Sinne wirkt, aber es wird uns überraschen, wie weit der wirkliche Erfolg der Störungen hinter dieser ersten Schätzung zurückbleibt.

Um etwas Genaueres über den Betrag der Störungen zu erfahren, schlägt man folgenden Weg ein. Würde man die Erde bei ihrem Lauf um die Sonne an einem Seile ziehen und es wäre von vornherein für jede Zeit vorgeschrieben, in welcher Richtung und mit welcher Kraft an dem Seile gezogen werden soll, so würde leicht (durch blosse Quadraturen) auszurechnen sein, welchen Ort die Erde unter dem Einfluss dieser vorgeschriebenen Kräfte annähme. Die Schwierigkeit des Dreikörperproblems besteht darin, dass die Kräfte nicht in diesem Sinne vorgeschrieben sind, dass die Kräfte von der gegenseitigen Stellung der Körper, von ihrem zunächst noch unbekannten Laufe abhängig sind. Man wendet nun ein Näherungsverfahren ein. Man berechnet die Kräfte, welche Jupiter und Erde in Zukunft aufeinander ausüben, so, als ob sie in ihren Keplerschen Ellipsen weiterliefen. Diese Kräfte sind falsch, aber, da sie an sich klein sind, nicht beträchtlich falsch, solange der wirkliche Lauf der Planeten sich nicht allzuweit von den Keplerschen Ellipsen entfernt. Diese näherungsweise gültigen störenden Kräfte, die nun für alle Zeiten bekannt sind, denkt man sich an jenem Seile ziehend und löst das obige Problem der an einem Seile gezogenen Erde. Man erfährt dann, dass Erde und Jupiter nicht auf den Ellipsen die Wege AB und CD beschreiben, sondern abweichende Wege AB', CD'. Die Wege AB', CD' werden der strengen Lösung des Dreikörperproblems besser entsprechen als die Ellipsen. Man geht aber weiter zu einer zweiten Annäherung. Man berechnet die Kräfte, die Erde und Jupiter aufeinander ausüben, nicht mehr unter Benutzung der Stellungen B, D, sondern man setzt die Distanz $B'D'$ in die Formel des Newtonschen Gesetzes ein, man rechnet die Kräfte mit Hilfe der Bahnen, die die erste Annäherung lieferte. Mit Hilfe dieser verbesserten Kräfte löst man das Seilproblem von neuem und erhält damit genauere Bahnen

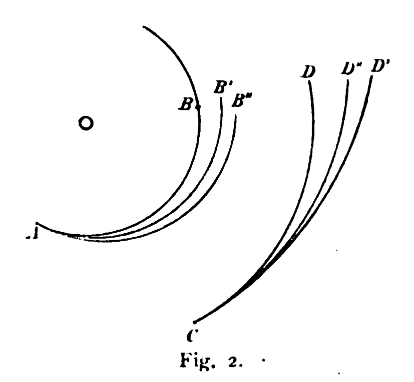


Fig. 2.

AB'', CD''. Dasselbe Verfahren wiederholt man noch ein drittes Mal, und wenn man dann das ganze Verfahren der Berechnung der störenden Kräfte und der Lösung des Seilproblems nicht mehr und nicht weniger als dreimal ausgeführt hat, so ist man im Besitze derjenigen Theorie, auf welche fast das ganze System der gegenwärtig in Benutzung stehenden Planetentafeln sich gründet und welche mit den Beobachtungen alter und neuer Zeit innerhalb der Beobachtungsgenauigkeit (1″ für die modernen Beobachtungen) übereinstimmt. Wir wollen diese Theorie der dreifachen Annäherung mit dem Schlagwort „klassische Himmelsmechanik" bezeichnen, obwohl man sonst unter diesen Begriff noch allerlei Fortschritte einzuschliessen pflegt, die Laplace wenigstens in den theoretischen Teil seiner „Mécanique celeste" aufgenommen hat.

Man wird zu erfahren wünschen, wie sich die Planeten nach dieser Theorie bewegen. Verlangt man dabei teleskopische Genauigkeit, so kann man die im Detail unendlich verwickelten Oszillationen der Bahnen nur durch seitenlange Formeln darstellen. Begnügt man sich aber mit dem, was das blosse Auge am Himmel sehen und was man bei einer Zeichnung der Bahnen auf einem Blatte Papier zur Darstellung bringen kann, so wird die Antwort sehr einfach: Die Planeten bewegen sich nach wie vor in Keplerschen Ellipsen, diese Ellipsen sind aber langsam veränderlich, und zwar hundertmal langsamer, als unsere obige Schätzung andeutete. So nimmt die Exzentrizität der Erdbahn in 1000 Jahren um $^1/_{2300}$ ab, die Richtung der grossen Achse dreht sich um 3^0, ähnliche Veränderungen erleiden Knoten und Neigung. Alle diese Veränderungen sind nahe der Zeit proportional. Ausser diesen langsamen säkularen Änderungen der Bahnen existiert nur eine einzige merkliche Ungleichförmigkeit kürzerer Periode in den Bewegungen der grossen Planeten, die sog. grosse Ungleichung zwischen Jupiter und Saturn, welche diese beiden Planeten in einer Periode von 930 Jahren bis zu Ausschlägen von höchstens 20′ resp. 48′ gegen ihren mittleren Ort verschiebt.

Hiermit könnte man einen Bericht über das Vielkörperproblem beschliessen, wenn man sich auf den grob empirischen Standpunkt stellen und sich begnügen wollte, die Bedürfnisse der Chronologie, der Geographie, der Nautik zu befriedigen. Indessen wollen wir neben die reale Frage die ideale stellen, unsern Blick aus der zeitlichen Beschränktheit der menschlichen Erfahrung erheben und das Geschick des Sonnensystems in einer Vergangenheit und Zukunft zu erfahren suchen, die nach Millionen von Jahren zählt. Von diesem höheren Standpunkt aus betrachtet, sind die Formeln der klassischen Himmelsmechanik falsch und ungenügend. Wenn die Formel für die Exzentrizität der Erdbahn $e = e_0 - \frac{t}{2300}$, welche das der Zeit proportionale Wachsen von e ausdrückt, der Wirklichkeit entspräche, so folgte, dass in zwei Millionen Jahren sich die Erdbahn in eine Parabel verwandelt haben müsste. Man wird zu diesem Resultat um so weniger Zutrauen haben, als es im Widerspruch steht mit der Annahme, auf die es selbst gegründet ist, dass man die Planetenbahnen in erster Näherung als unveränderliche Ellipsen betrachten kann.

In der That hat Lagrange gezeigt, dass diese Konsequenz der klassischen Himmelsmechanik falsch ist, dass e nur für kurze Zeit nach diesem Gesetze abnimmt und sich in langen Zeiten ganz anders verhält. Wäre — um Lagranges Resultate an einem einfachen Beispiele zu erläutern — ausser der Erde nur der mächtige Jupiter vorhanden, dessen Bahn man dann bei der geringen Masse der Erde als eine ungestörte Ellipse betrachten dürfte, so würde sich die Veränderung der Ellipse der Erde durch folgenden Mechanismus darstellen. Ein Rad r vom Radius 0,0518, welches einen Zapfen z trägt, werde gleichförmig in 83000 Jahren gedreht. Ein Balken b, dessen Ende c im Abstand 0,0482 von der Radmitte befestigt ist, gleite mit Hilfe einer Nut an dem Zapfen z. Dann giebt die Richtung des Balkens jederzeit die Richtung der grossen Achse der Erdbahn an, die Länge des Balkens zwischen dem festen Punkte c und dem Zapfen z ihre Exzentrizität. Es ergiebt sich also, dass die Exzentrizität der Erdbahn nicht ins Ungemessene zunimmt, sondern in langen Zeiträumen nur zwischen den Grenzen 0,004 und 0,100 schwankt. Kehrt man von dem vereinfachten Beispiel der Erde und des Jupiter zum wirklichen Sonnensystem mit seinen 8 grossen Planeten zurück, so lassen sich die Änderungen der Exzentrizitäten und der Richtungen der grossen Achsen aller Planetenbahnen durch einen Mechanismus solcher Art mit 8 Rädern darstellen, ein zweiter Mechanismus mit 7 Rädern liefert in analoger Weise die Änderungen

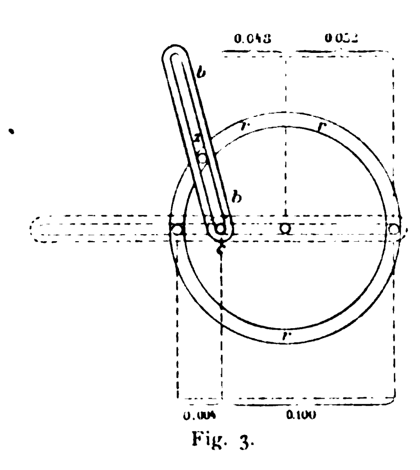


Fig. 3.

der Neigungen und Knotenlinien der Planetenbahnen. Die Umlaufszeiten der Räder liegen zwischen 50000 und 2000000 Jahren. Das allgemeine physikalische Resultat Lagranges würde also besagen, dass die Erstreckungen der Planetenbahnen sich während sehr langer Zeiten innerhalb fester enger Grenzen halten. Nicht minder wichtig für die mathematische Seite des Problems ist das zweite Ergebnis, dass in unserem 9-Körperproblem ausser den 8 Umlaufszeiten der Planeten um die Sonne noch 15 andere weit längere Umlaufsperioden in Betracht zu ziehen sind.

Ist somit die Schwierigkeit der „Säkularstörungen" durch Lagrange überwunden, so bleibt eine zweite noch bedenklichere. Wir wollen sie gleich mit dem Planetoiden Hekuba verknüpfen, dessen Name mit seinen wehmütigen Assoziationen seine verhängnisvolle Stellung andeutet. Hekuba umkreist die Sonne in 2101 Tagen, also sehr nahe in der halben Umlaufszeit des Jupiter, die 4322 Tage beträgt. Wir wollen uns Hekuba ein klein wenig weiter hinausgeschoben denken, dann wird sich ihre Umlaufszeit ein wenig verlängern nach dem 3. Keplerschen Gesetz, dass die Quadrate der Umlaufszeiten den Kuben der Entfernung proportional sind. Stimmen wir die Verlängerung gerade bis zur halben Umlaufszeit des Jupiters ab und wenden dann die Formeln der klassischen Himmelsmechanik an, so erhalten wir das Resultat: die grosse Achse der Bahn der Hekuba wächst der Zeit proportional und zwar in 400 Jahren um $^1/_{100}$. Es lässt sich leicht anschaulich begreifen, wie ein solches Resultat zustande kommen kann. Stehen die Umlaufszeiten zweier Planeten in einem inkommensurablen Verhältnis, so kommen sie im Laufe der Zeit in alle möglichen relativen Stellungen auf ihren Bahnen, die störenden Kräfte, die sie aufeinander ausüben, wirken bald im einen, bald im anderen Sinne und heben sich so auf die Dauer zum grossen Teile auf. Anders bei Hekuba. Jupiter und Hekuba kehren nach einem Umlauf des Jupiters, zweien der Hekuba wieder zur selben Stellung zurück. Was sich während dieser Zeit an Störungen ergeben hat, das ergiebt sich im selben Betrag und Sinne auch während jedes folgenden Umlaufs des Jupiter. Hier heben sich die Störungen nicht auf, sondern sie summieren sich.

Auch die Beobachtungsthatsachen sprechen zu Gunsten der aus der klassischen Himmelsmechanik gezogenen Konsequenz. In dem breit zwischen Mars und Jupiter dahinziehenden Schwarm der Asteroiden bestehen Lücken in all den Entfernungen von der Sonne, an welchen die nach dem 3. Keplerschen Gesetz folgende Umlaufszeit in einem kommensurablen Verhältnis zu der des Jupiters stehen müsste. Und was noch mehr überrascht, dasselbe wiederholt sich beim Saturnring, der bekanntlich ebenfalls als aus einem dichten Schwarm von Felsstücken bestehend gedacht werden muss. Hier befindet sich die Cassinische Teilung, welche den inneren Ring vom äusseren trennt, gerade an einer Stelle, entsprechend einer Umlaufszeit, deren 2-, 3-, 4- und 6-faches resp. sehr nahe die Perioden der 4 innersten Monde des Saturns liefert. Nichts liegt näher, als zu folgern, dass gemäss den Formeln der klassischen Himmelsmechanik die progressiv wachsenden Störungen alle Körper aus den Kommensurabilitätsstellen herauswerfen.

Trotzdem ist auch diese zweite Konsequenz falsch. Was hier geschieht und welche neue Bewegungsformen sich hier einstellen, ist wesentlich unter Führung Gyldéns in den letzten 20 Jahren erkannt worden. Es lässt sich das etwa folgendermassen charakterisieren:

Man nenne den Winkel, um den sich ein Planet von einer bestimmten Anfangslage an gerechnet um die Sonne gedreht hat, l. Dann ist, wenn wir zur Vereinfachung eine Kreisbahn statt einer Ellipse voraussetzen, l einfach proportional t, also: $l = nt$. Die Grösse n, welche angiebt, um welchen Winkel sich der Planet in einem Tage bewegt, wird von den Astronomen „mittlere Bewegung" genannt.

Man hat z. B. für Hekuba:

$$l = 617'' \cdot 41\, t = nt$$

und für Jupiter:

$$l' = 299'' \cdot 13\, t = n' t.$$

Nun wollen wir einen Hilfswinkel bilden:

$$\zeta = l - 2l' = (n - 2n')\; t = 19'' \cdot 15 t.$$

An diesem Winkel erkennt man am besten, wie nahe man einer genauen Kommensurabilität der Umlaufszeiten ist. Wäre die Umlaufszeit der Hekuba genau die Hälfte der von Jupiter, so wäre $n = 2n'$, $\zeta = 0$. Nach vorstehender Formel schreitet bei Hekuba ζ noch mit der Zeit fort, aber bereits so langsam, dass es erst in 185 Jahren einmal den Umkreis durchläuft.

Nun gilt diese Formel natürlich nur ohne Rücksicht auf die Störungen. Der Einfluss der Störungen lässt sich aber ebenfalls am besten mit Hilfe des Winkels ζ beschreiben. Das ganze Resultat jener neueren Untersuchungen lässt sich nämlich im wesentlichen dahin aussprechen, dass sich der Winkel ζ verhält, wie die Elongation eines Pendels aus seiner Gleichgewichtslage. Ist man weit von der Kommensurabilitätsstelle entfernt, so verhält sich ζ analog einem Pendel mit so viel Schwung, dass es in kurzer Zeit um seine Aufhänge-Achse rotiert. Es lehrt dies zunächst nichts Neues, ζ verhält sich im wesentlichen so, wie wenn keine Störungen vorhanden wären. Eine Annäherung an die Kommensurabilitätsstelle entspricht einer Verminderung der Anfangsgeschwindigkeit des Pendels. Man wird an Fälle kommen, wo das Pendel nur noch wenig Kraftüberschuss hat und die höchste Stelle seiner Bahn nur sehr zögernd überwindet. Der Winkel ζ wird dann eine sehr ungleichförmige, einmal rasche, dann langsame Rotation ausführen. Damit wird dann eine entsprechende Schwankung in den Winkeln l und l', ein Tempowechsel in der Umlaufsgeschwindigkeit der Planeten selbst Hand in Hand gehen. Schliesslich gelangt man an die Pendelbewegung von „asymptotischem" Charakter. Das Pendel entfernt sich unendlich langsam von der höchsten Stelle und schwingt unter dem Aufhängepunkt herum, um sich nach unendlich langer Zeit der höchsten Stelle wieder von der anderen Seite her anzunähern. Genau so verhält sich ζ bei den asymptotischen Bewegungen im Planetensystem. Mit dieser asymptotischen Bewegung ist ein Grenzfall erreicht. Bei weiterer Annäherung an die Kommensurabilität hat man es mit dem oszillierenden Pendel zu thun. Der Winkel ζ umläuft den Umkreis überhaupt nicht mehr, die störenden Kräfte halten ihn fest und erlauben ihm nur Schwingungen um einen gewissen Mittelwert auszuführen. Die Astronomen nennen diese Erscheinung „Libration". Sobald Libration eintritt, ändert die Bewegung völlig ihren Charakter insofern, als nun wirklich nicht mehr die betreffenden Körper im Laufe der Zeit unabhängig voneinander alle möglichen Stellungen auf ihren Bahnen einnehmen können, vielmehr ist dadurch, dass der Winkel $\zeta = l - 2l'$ innerhalb bestimmter Grenzen zu bleiben gezwungen ist, der eine Körper in gewissem Grade an den andern gebunden. Es ist eine derartige Libration, eine derartige Bindung, wenn die 3 inneren Jupitermonde niemals zugleich auf einer Seite des Jupiters stehen und daher auch niemals zugleich durch den Schatten des Jupiter verfinstert werden können.

Die Amplitude der Libration kann immer kleiner und kleiner werden, bis man schliesslich zu dem ruhenden Pendel gelangt, ζ wird konstant, die Kommensurabilität ist genau erfüllt, die beiden Körper kehren nach einer bestimmten Zeit genau in dieselbe relative Lage zueinander zurück, man hat es mit einer periodischen Lösung des Dreikörperproblems zu thun.

Periodische, asymptotische und librierende Bewegungen sind die neuen Bewegungsformen, die man bei diesem „Problem der Kommensurabilitäten" kennen lernt. Dabei ist das Fundamentale, dass die Bahnen entgegen der klassischen Himmelsmechanik in keinem Falle unbegrenzt progressiv wachsende Störungen erleiden, vielmehr hängen die Veränderungen, z. B. der grossen Achse oder der Exzentrizität, abgesehen von teleskopisch kleinen Oszillationen, direkt von dem Winkel ζ ab und diese Elemente kehren zu ihren Ausgangswerten zurück, wenn der Winkel ζ wieder denselben Wert annimmt, wenn das Pendel eine Rotation oder eine Schwingung vollzogen hat. Allerdings erfahren — soweit behält die klassische Himmelsmechanik recht — die Elemente an den Kommensurabilitätsstellen ungewöhnlich grosse und rasche Änderungen. Bei Hekuba kann sich die grosse Achse um $^1/_{100}$ ihres Wertes ändern, die Exzentrizität erreicht die Werte 0,066 und 0,15.

Leider wird mit der Erkenntnis dieser Bewegungsverhältnisse die unmittelbare Erklärung der Lücken im Asteroidenschwarm und Saturnring aus der Störungstheorie hinfällig. An den Stellen, wo librierende Bahnen auftreten könnten, fehlen die Asteroiden, doch müssen sie hier von Anfang an gefehlt haben, da die Störungen die Körper nur zeitweilig aus ihrer Anfangslage entfernen, um sie im Laufe von im Allgemeinen einigen hundert Jahren immer wieder einmal zurückzuführen. Man muss daher mit Herrn Callandreau zur Erklärung der Lücken auf kosmogonische Vorstellungen zurückgehen. Es lässt sich denken, dass das starke Wechseln und Durcheinanderschieben der Bahnen an den Kommensurabilitätsstellen den Kondensationsprozess der Materie behindert hat.

Im übrigen sind uns ausser dem schon erwähnten Falle der Jupitermonde noch drei höchst merkwürdige Librationsbewegungen bei den Monden des Saturn bekannt, von denen ich nur die von H. Struve entdeckte Libration zwischen den Saturnsmonden Mimas und Thetis anführe. Hier ist der librierende Winkel

$$\zeta = 4l' - 2l - (\Theta + \Theta').$$

Der Zusatz $\Theta + \Theta'$ bezieht sich auf die Lage der Knoten der Bahnebenen und ändert am Wesen der Sache nichts. — Und zwar schwingt das Pendel in äusserst langsamer Bewegung über die Horizontale hinaus. Während die Monde selbst in 22,6 resp. 45,3 Stunden den Saturn umkreisen, schlägt der Winkel ζ in 70,6 Jahren um 97° nach beiden Seiten aus.

Mit der Erkenntnis der Bewegungsformen im Falle der Säkularstörungen sowohl, als im Falle der Kommensurabilitäten waren die Barrikaden gefallen, die einer Weiterbildung der klassischen Himmelsmechanik im Wege standen. Jetzt war die Bahn frei. Man hatte nur statt der unveränderlichen Keplerschen Ellipsen die nach Lagranges Mechanismus veränderlichen und statt der Rotationen eventuell die Pendelschwingungen als erste Annäherung zu Grunde zu legen und von hieraus unser obiges Annäherungsverfahren nicht nur dreimal, sondern unbegrenzt wiederholt zu denken, um zu einem Resultat zu gelangen, das als der Gipfelpunkt der möglichen Entwicklung der klassischen Himmelsmechanik zu bezeichnen ist. Newcomb, Tisseraud, Lindstedt, Gyldén, Bohlin haben sich um seine Ausgestaltung verdient gemacht, Poincaré hat ihm den letzten Schliff gegeben. Es lässt sich für den Fall von 8 Planeten folgendermassen aussprechen: „Man führe 23 Winkel ein, die alle der Zeit proportional wachsen. Und zwar sollen 8 von diesen Winkeln jeweils in den Umlaufszeiten der 8 Planeten 360^0 durchlaufen, die übrigen 15 Winkel sollen die Umdrehungsgeschwindigkeiten der 15 Lagrangeschen Räder besitzen. Sind zwei Planeten durch eine Libration aneinander gebunden, so fällt die Umlaufszeit eines derselben weg und es tritt dafür die Periode der betreffenden Pendelschwingung ein. Die Örter der Planeten lassen sich dann durch trigonometrische Reihen nach den Vielfachen dieser 23 Winkel darstellen."

Will man sich die Bedeutung dieses Resultates vergegenwärtigen, so muss man sich erinnern, wieviel Scharfsinn Laplace und Poisson auf das Studium der mit der Zeit ins Unendliche wachsenden Störungen verwandt haben, die in ihren Formeln auftraten. Jetzt wissen wir, dass die ganze damalige Formulierung eine unzweckmässige war. Alle Glieder, die so aussehen, als ob sie mit der Zeit ins Ungemessene wachsen würden, sind aus unsern Formeln entfernt. Wir sind endlich zur fertigen Ausbildung der Epicykelnmethode der Alten gelangt. Die Alten liessen jeden Planeten auf einem kleinen Kreise laufen, dessen Mittelpunkt auf einem grösseren Kreise fortschritt, eventuell musste sich der Mittelpunkt des grösseren Kreises auf einem noch grösseren vorwärts bewegen. Unsre trigonometrische Entwicklung ist nichts anderes, als eine Übereinanderlagerung von unendlich vielen kleinen und kleineren Epicykeln und wir wissen dabei, dass sich die Umlaufsgeschwindigkeiten dieser Epicykeln aus dem Vielfachen von im ganzen 23 Geschwindigkeiten zusammensetzen.

Wer dieses Resultat unbefangen betrachtet, der kann dem bedeutungsvollen Schlusse nicht ausweichen, dass das Sonnensystem stabil ist, dass die Planeten ewig dieselben Regionen des Himmels durchkreuzen werden, da sich ihre Bewegung aus der Zusammensetzung von lauter kleinen, periodisch zwischen festen Grenzen schwankenden Störungen ergiebt. Als man Ende der 80er Jahre diesen Punkt erreicht hatte, war es in der That eine verbreitete Meinung, dass man ausser der durch die klassische Himmelsmechanik im wesentlichen schon erledigten praktischen Frage nun auch die ideale hinreichend beantwortet habe, dass das Vielkörperproblem im Grunde gelöst sei. Aber zum dritten Male hat die fortschreitende Wissenschaft ihr Verdikt ausgesprochen. In dem Augenblick, wo man das Gebäude der klassischen Himmelsmechanik mit der schimmernden Spitze des Stabilitätsbeweises krönen wollte, zeigte sich ein klaffender Riss in den Fundamenten. Poincaré wies 1890 nach, dass die Reihen, mit denen die Astronomen arbeiten, in gewissem Grade sinnlos, weil divergent, sind, dass der Epicykeln so viele und so grosse sind, dass die Summe ihrer Radien unendlich wird.

Ich glaube, eine Veranschaulichung von Poincarés Gedankengang um so eher versuchen zu sollen, als der Saisschleier einer gar zu abstrakten Darstellung, der über Poincarés Leistungen liegt, öfter mit respektvoller Scheu betrachtet, als gelüftet worden ist.

Auf Grund der alten Methoden waren bereits periodische Bewegungsfälle im Dreikörperproblem bekannt geworden, wie schon oben angedeutet wurde, Fälle, in denen, nach den ersten Näherungen zu schliessen, die Körper nach einer gewissen Zeit genau zu derselben relativen Lage und Geschwindigkeit zurückkehren, so dass sich der Bewegungsvorgang in derselben Weise immer wiederholen musste. Die Existenz solcher periodischer Bewegungen, geschlossener Bahnen, hat nun Poincaré mit den Hilfsmitteln der Funktionentheorie in aller Strenge dargethan. Es lässt sich eine ausserordentlich grosse Menge von solchen Bewegungen, bei welchen die Körper stets zum Ausgangspunkt zurückkehren, nachweisen und wenn man die im Verhältnis zur Sonnenmasse kleinen Planetenmassen beliebig klein werden lässt, so kann man beliebig nahe bei einer gegebenen Anfangslage der Körper eine andre finden, von der aus eine periodische Bewegung erfolgt.

Poincaré ist weiter gegangen und hat auf funktionentheoretischer Grundlage auch die Bewegungen in unmittelbarer Nachbarschaft der periodischen Bewegungen studiert. Es zeigte sich, dass es eine Gruppe periodischer Lösungen giebt, an welche sich die oben erwähnten asymptotischen Bewegungen anschliessen, deren Existenz

damit auch in aller Strenge dargethan war. Wichtiger ist für uns im Augenblick die andere Gruppe periodischer Lösungen. Die Kurve BB

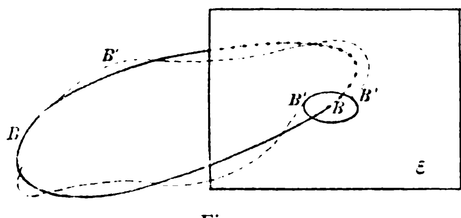


Fig. 4.

stelle eine dieser periodischen Lösungen dar, ε sei eine beliebige Ebene, welche die Kurve durchsetzt. Man fasse eine Bahn ins Auge, welche von einem benachbarten Anfangspunkt B' ausgeht, und frage, in welchen Punkten die neue Bahn, die nicht geschlossen sein, aber sich für lange Zeit nahe an der Bahn B halten wird, bei ihren späteren Umläufen die Ebene ε durchsetzt. Es ergiebt sich, dass die Bahn B' sich in langgezogenen Spiralen um B windet und dass die Durchstosspunkte mit der Ebene ε nahezu auf einer kleinen Ellipse um den Punkt B liegen. Fasst man alle Bahnen ins Auge, die von Punkten dieser Ellipse ausgehen, so werden dieselben alle auf einer engen Röhre, auf einer Ringfläche verlaufen, die die ursprüngliche geschlossene Bahn B einschliesst.

Ein kleiner Schritt führt von hier aus zu dem berühmten Satze Poincarés, dass das Dreikörperproblem ausser den altbekannten keine weiteren analytischen Integrale besitzt, die nach den Massen entwickelbar sind. Die Existenz eines Integrals bedeutet geometrisch, dass es eine Schar von Flächen giebt, auf denen die Bahnen verlaufen. Ist das Integral analytisch, so heisst das weiter, dass diese Flächen eine normale Beschaffenheit haben, dass man kleine Stückchen derselben sehr nahe durch Ebenen ersetzen kann. Man denke sich eine solche Schar von Flächen und zeichne ihre Schnittlinien mit der Ebene ε. Dieselben werden die in Fig. 5 angedeutete Form haben. Ich behaupte, eine Flächenschar mit solchen Schnittlinien kann nicht existieren. Denn bei

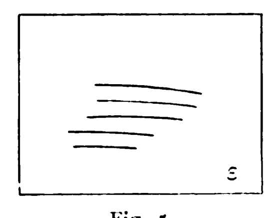


Fig. 5.

beliebig kleinen Massen kann man beliebig nahe jeder Stelle der Ebene ε eine geschlossene Bahn finden, deren Nachbarbahnen sich auf unendlich dünnen Röhren anordnen. Es giebt keine analytischen Integralflächen, weil dieselben sich für abnehmende Massen an jeder Stelle zu unendlich dünnen Röhren umbiegen müssten.

Um zu unserem eigentlichen Ziele zu gelangen, kehren wir zurück zu den vollkommensten Reihen, die die Entwicklung der klassischen Himmelsmechanik lieferte, und bemerken, dass wir dort die ganzen Bahnelemente von 8 Planeten, das sind $8 . 6 = 48$ Grössen, durch 23 von der Zeit abhängige Winkel dargestellt hatten. Eliminiert man die 23 Winkel, so behält man 25 Gleichungen, 25 Integrale des Problems übrig. Da es sich aber eben herausgestellt hat, dass solche Integrale nicht existieren, so ist die notwendige Schlussfolgerung, dass die Reihen, aus denen wir diese Integrale zu gewinnen glaubten, divergent sind.

Mit diesem revolutionierenden Satze Poincarés muss die Bestätigung der Formeln der Astronomen durch den beobachteten Lauf der Planeten als ein blosser Zufall erscheinen, der Beweis der Stabilität des Sonnensystems wird gänzlich hinfällig. Um den neuen Standpunkt zu pointieren — es ist nach unseren jetzigen Kenntnissen über die Natur des Dreikörperproblems sehr wohl möglich — man darf fast sagen, wahrscheinlich — dass das Planetensystem auf die Dauer im höchsten Grade instabil ist, dass die Erde einmal mit Jupiter ihren Platz vertauschen, dass unser Mond um den Mars kreisen und wir den Saturnring annektieren könnten.

Es ist kaum ein schärferer Gegensatz denkbar, als der zwischen dem Gedanken an eine so extravagante Instabilität des Planetensystems und dem Glauben an jene Reihenentwicklungen, die die Bestätigung an der astronomischen Beobachtung im Rücken haben. Es bildet den Schluss meiner Aufgabe, zu zeigen, wie sich beide Standpunkte vereinigen.

Wenn ich absehe von der nicht gänzlich ausgeschlossenen Möglichkeit, dass jene trigonometrischen Reihen für spezielle, vielleicht aber „überall dicht" liegende Anfangslagen konvergieren, so hat Poincaré jedenfalls gezeigt, dass jene Reihen den Charakter sogenannter „semikonvergenter" Entwicklungen haben. Zunächst in abstrakt mathematischer Sprache ausgedrückt lautet sein Satz: Bleibt man bei der $p$ten-Annäherung in jenem Einsetzverfahren stehen, so ist der übrig bleibende Fehler kleiner als:

$$\mu^p . A_p(t)$$

wo μ eine Grösse von der Ordnung der störenden Massen und $A_p(t)$ eine für jeden endlichen Index p und jede endliche Zeit t endliche Konstante ist. Anschaulicher ist gemeint, dass die Reihen der Störungstheorie sich verhalten analog der Reihe

$$1 + \frac{3}{1000} + \frac{3^3}{(1000)^2} + \frac{3^{3^3}}{(1000)^3} + \cdots$$
$$= 1 + 0,003 + 0,000027 + 7626 + \cdots$$

deren drei erste Glieder rapide abnehmen, während die folgenden so rasch ansteigen, dass das fünfte Glied bereits eine Zahl mit Billionen von Stellen wäre, und dass die Genauigkeit, mit der diese Reihe das gewünschte Resultat darstellt, nicht von den fortgelassenen Gliedern abhängt, sondern durch das letzte mitgenommene Glied wenigstens der Grössenordnung nach gegeben wird. Es würde also an die Astronomen die Vorschrift zu ergehen haben, der sie aus praktischen Gründen ohnehin folgen, ihre Annäherungen nicht unbegrenzt fortzusetzen, sondern z. B. beim dritten Male stehen zu bleiben. Was sie dann erhalten, wird für begrenzte Zeit eine gute Annäherung an die strenge Lösung des Problems geben müssen.

Auf Grund einer einfachen Restabschätzung, die ich für den Fall der Störungen der Erde durch Jupiter ausgeführt habe, kann ich diesen Satz noch konkreter aussprechen. Es lässt sich nachweisen, dass jene Formeln mit dreifacher Annäherung für 1000 Jahre in mindestens 5stelliger Genauigkeit gelten und dass ferner Jupiter in 1 Mill. Jahre die grosse Achse der Erdbahn sicher nicht mehr als um $^1/_{100}$ ändert. Auch scheint kaum ein Zweifel darüber zu bestehen, dass man durch sorgfältigere Betrachtungen jene Genauigkeit als siebenstellig und diese Zeit als von 100 oder 1000 Mill. Jahren Dauer erweisen könnte.

Damit ist der Zwiespalt behoben. Beide Seiten behalten auf ihre Art recht. Die Formeln, welche die Astronomen benutzen, müssen für die Zeiten, aus denen Beobachtungen vorliegen, der Beobachtungsgenauigkeit entsprechen. Jene Übereinstimmung mit der Erfahrung ist kein Zufall, solange anders das Newtonsche Gesetz gültig ist. Die in ihnen enthaltene Zusicherung der Stabilität des Planetensystems ist richtig für 1 Million Jahre, insofern während dieser Zeit nur unbedeutende Änderungen der Bahnen vor sich gehen, sie ist es wahrscheinlich auch noch für 1000 Mill. Jahre. Erst in Billionen oder vielleicht Trillionen Jahren mögen sich die Störungen bis zur Vernichtung der jetzigen Ordnung des Planetensystems angehäuft haben.

Hiermit ist denn auch die ideale Frage beantwortet in einem Umfange, der eine 100000-jährige Geschichte des Menschengeschlechts zulässt und ungemessenen Zukunftsmöglichkeiten seiner Entwicklung für die nächste Million Jahre Raum bietet. Sie ist der Beantwortung nahe gerückt in einem Umfange, der auch die Geologie befriedigen wird, die für ihre Schichtenfolgen bis zu 1000 Mill. Jahren in Anspruch nimmt. Aber der Geist des reinen Mathematikers, der alle Knoten lösen will, auch wenn er sie selbst geknüpft hat, ist nicht zufriedengestellt und fragt logisch weiter: Woran kann es liegen, dass jene vielversprechenden trigonometrischen Reihen nicht konvergieren? Man kann darauf in gewissem Grade eine Antwort geben: Weil sie ihrer ganzen Bauart nach, wenn sie konvergierten, gewiss nicht alle Bewegungsformen darstellen, die im Vielkörperproblem auftreten. Welches diese Bewegungsformen sind, darüber wird die Weiterentwicklung der Himmelsmechanik Aufschluss zu geben haben, man kann Bewegungen vermuten, die zwischen dem rotierenden und dem oszillierenden Pendel abwechseln, man kann sich vergegenwärtigen, dass, wie zwischen den Umlaufszeiten der Planeten selbst, so auch zwischen der Periode der Pendelschwingungen und den Umlaufszeiten Kommensurabilitäten auftreten müssen, welche Librationsbewegungen einer höheren Gattung veranlassen können. Insbesondere wird es erforderlich sein, den Übergang zu finden zwischen den bisher von uns allein besprochenen Bahnformen, welche bei grosser Entfernung und kleinen Massen der störenden Körper auftreten, und den überraschenden Kurven, die bei starker Annäherung der Körper oder im Verhältnisse zum Hauptkörper grossen Massen derselben zustande kommen. Ich will zwei Beispiele für die Bahnen letzterer Art anführen. Ein erstes ist der Wirklichkeit entnommen. Der Komet Lexell kam im Jahre 1767 in parabolischer Bahn dem Jupiter nahe, wurde von diesem in eine

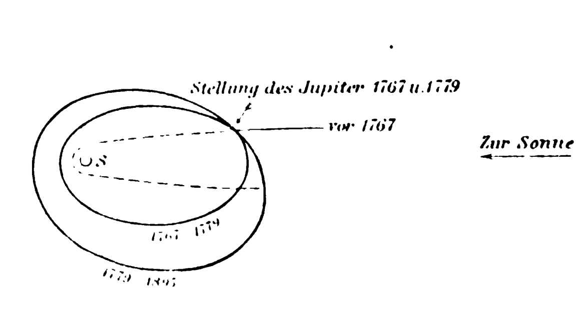


Fig. 6.

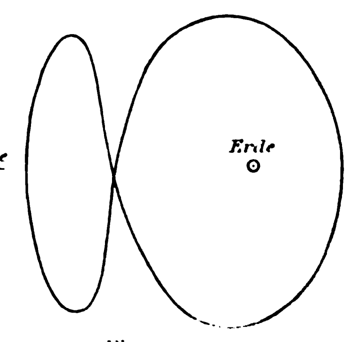


Fig. 7.

Ellipse geschleudert, die er zweimal in je 5,6 Jahren durchlief, bis er 1779 zum zweiten Male dem Jupiter nahe kam und wiederum eine gänzliche Änderung seiner Bahn erfuhr. Wahrscheinlich hat er seit jener Zeit in je 7,2 Jahren die zweite in der Figur gezeichnete Ellipse durchlaufen und ist uns im Jahre 1895 als Komet Swift wieder erschienen. Als zweites Beispiel diene die von Darwin durch mühsame mechanische Quadratur errechnete mögliche Bahn eines Mondes, welche dreimal in einem Umlauf Stellung des Mondes zwischen Erde und Sonne, dreimal im Monat Neumond gegen einmal Vollmond aufweist.

Senden wir den Blick zum Schlusse noch einmal zurück auf die alte Geschichte der Himmelsmechanik in ihrer Verknüpfung mit der Mechanik überhaupt und auf ihre letzten Errungenschaften, die eine lange Erhaltung der jetzigen Erdbewegung verbürgen, so werden wir in doppeltem Sinne sagen dürfen, dass die Himmelsmechanik die Basis geliefert hat, auf der sich die Mechanik des menschlichen Körpers und der menschlichen Werkzeuge, die irdische Mechanik, sicher weiter entwickeln kann.

A. Sommerfeld (Aachen), Die naturwissenschaftlichen Ergebnisse und die Ziele der modernen technischen Mechanik.[1])

Hochgeehrte Versammlung!

Wenn mir von dem Vorstande unserer Gesellschaft der ehrenvolle Auftrag geworden ist, an dieser Stelle über technische Mechanik zu berichten, so darf ich annehmen, dass es sich nicht um eigentlich technische, sondern um physikalische und allgemein naturwissenschaftliche Gesichtspunkte handeln soll. Denn die Beurteilung spezifisch technischer Leistungen wäre nicht meine Sache; noch fühle ich mich trotz mehrjähriger ehrlicher Arbeit auf dem weitverzweigten Gebiet technischer Bestrebungen als Neuling. Der Vorstand hätte sich fraglos an einen ausführenden Ingenieur gewandt, wenn eine Würdigung neuerer Fortschritte nach der Seite ihrer technischen Bedeutung und wirtschaftlichen Nutzbarkeit beabsichtigt wäre.

Dabei liegt es mir ausserordentlich fern, einen Widerstreit konstruieren zu wollen zwischen einer rein naturwissenschaftlichen und einer technischen Auffassung der mechanischen Probleme. Ein solcher Widerstreit ist noch vor wenigen Jahren lebhaft und zum Teil mit Schärfe diskutiert worden, wie ich glaube, mit dem erfreulichen Endergebnis, dass er im wesentlichen gehoben ist und dass eine bereitwilligere Würdigung der verschiedenen Forschungsrichtungen an die Stelle des unerfreulichen Rangstreites getreten ist. Wenigstens kann ich persönlich auf Grund meiner Erfahrungen an der Technischen Hochschule in Aachen nur betonen, dass ich von seiten meiner technischen Kollegen aller Abteilungen stets auf das bereitwilligste in meinen Bestrebungen gefördert bin, dass mir nur durch dieses Entgegenkommen die Anpassung an die Erfordernisse meines Lehramts ermöglicht wurde und dass mir gleichzeitig durch das Zusammenarbeiten mit meinen technischen Kollegen eine Fülle wissenschaftlicher, am grünen Baume des Lebens gewachsener Anregungen zugefallen ist.

Wenn ich nun ein gemeinsames Kennzeichen der neueren Bestrebungen auf technisch-mechanischem Gebiete angeben soll, so möchte ich dieses erblicken einerseits in der sich überall erhebenden Forderung nach Sicherstellung der experimentellen Grundlagen unserer Wissenschaft, andrerseits in der Heranziehung schärferer theoretischer Methoden.

Man kann sich nicht wundern, wenn auf so manchem Gebiete der technischen Mechanik die erfahrungsmässige Grundlage unsicher ist, wenn vorläufig nach hergebrachten Regeln verfahren wird, deren Anwendung auf den besonderen Fall zu Bedenken Anlass giebt. Erst die experimentelle Forschung und Kritik macht eine jede Naturwissenschaft zu dem, was sie sein soll, zu einer Wissenschaft von der Natur; die Gelegenheit hierzu wird aber dem sich bildenden Ingenieur vielfach erst durch die Schaffung der neueren Versuchslaboratorien an unseren Hochschulen gegeben. Die Ingenieure des Maschinenbaues sind in der Forderung nach experimenteller Forschung vorangegangen; sie haben heute die Befriedigung, fast an allen deutschen Hochschulen reichlich ausgestattete Laboratorien zu Forschungs- und Unterrichtszwecken zu besitzen. Die Bauingenieure folgen bereits mit der entsprechenden Forderung nach; es wird hoffentlich nicht lange dauern, bis jede Hochschule auch ihre Laboratorien für Zwecke der Stein- und Eisenkonstruktionen, des Hochbaues und Wasserbaues besitzt. In früheren Zeiten waren nur wenige durch ihre Stellung besonders begünstigte Techniker in der Lage, planmässige Versuche auf technisch-mechanischem Gebiete auszuführen. Heutzutage hat jeder künftige Ingenieur wenigstens einige Semester hindurch Gelegenheit, den naturwissenschaftlichen Problemen der Technik im Experimente Auge in Auge zu sehen.

Eine besonders rege experimentelle Thätigkeit wurde auf dem Gebiet der Elastizitäts- und Festigkeitseigenschaften in den letzten Jahrzehnten entfaltet. Hier sind es neben den

1) Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe am 24. Sept. 1903.

älteren Arbeiten von Bauschinger namentlich die ausgedehnten Untersuchungen von Bach, die, ursprünglich im Interesse der Beanspruchung der Maschinenteile unternommen, neues Licht auf die elastischen Eigenschaften der technisch verwertbaren Materialien überhaupt geworfen haben. Die alte Annahme eines in weiten Grenzen proportionalen Verhaltens zwischen Spannung und Dehnung, die sich für hinreichend homogene Körper so gut bewährt, erwies sich dabei für Körper komplizierter Bauart, wie Gusseisen und Sandstein, als irrig. Schon bei den kleinsten für die Technik in Betracht kommenden Belastungen versagte das sog. Hookessche Gesetz. Die Annahme, dass dieses Gesetz für noch erheblich kleinere Beanspruchungen doch wieder in sein Recht tritt, wird dadurch wahrscheinlich gemacht, dass Stäbchen aus einem dieser Materialien bestimmte, von der Grösse der Amplitude unabhängige akustische Eigenschwingungen liefern; auch ist diese Annahme mit Biegungsbeobachtungen von F. Kohlrausch und E. Grüneisen[1]), wie es scheint, wohl verträglich. Immerhin bleibt die Thatsache bestehen, dass die technisch-experimentelle Forschung die überkommene Elastizitätstheorie bei wichtigen Materialien schon unter mässigen Beanspruchungen als unzureichend nachgewiesen hat.

Ein anderes Gebiet, welches dringend der experimentellen Prüfung bedarf, möchte ich hier gleich nennen, die Theorie des Erddruckes. Dass diese Theorie, wie wir sie aus den Händen von Coulomb, Poncelet, Rankine empfangen haben, an sich physikalisch plausibel wäre, lässt sich a priori kaum behaupten. Sie überträgt die Gesetze der gleitenden Reibung, die für feste trockene Körper mit geglätteten Oberflächen gelten, auf die Verhältnisse des Erdreichs mit seiner wenig definierten Konstitution und arbeitet mit dem Reibungswinkel für das Gleiten von Erde auf Erde oder von Erde auf Mauerwerk, ohne den Nachweis zu erbringen, dass diesen Begriffen im vorliegenden Falle eine reale Bedeutung zukommt. Selbstverständlich kann ein solcher Nachweis nur durch den Versuch erbracht werden, was vielfach, jedoch ohne einen vollen Erfolg, unternommen worden ist.[2]) Es ist daher eine hocherfreuliche Thatsache, dass das neue Laboratorium für Bauingenieurwesen in Charlottenburg unter Leitung von Müller-Breslau dieses Problem in erster Linie angefasst hat. Die Ergebnisse der in grossem Stile angelegten Versuche sind noch nicht vollständig veröffentlicht; wir dürfen aber hoffen, dass sie auf diesem schwierigen Gebiete festen Boden schaffen werden.

Ähnliches wie vom Erddruck gilt von allen denjenigen Teilen der Mechanik, in die die Reibung als vorherrschende oder mitwirkende Ursache hineinspielt. Die mathematische sowie die physikalische Behandlung der Mechanik geht den Reibungsproblemen gern bis zu einem gewissen Grade aus dem Wege. Für den Techniker dagegen sind die Reibungsfragen Lebensfragen. Bei ihrer Beantwortung nun muss das Experiment die theoretische Überlegung beständig stützen und kontrollieren.

Meiner Meinung nach sollte auch der Unterricht in der Mechanik sich der ursprünglichen Quelle aller naturwissenschaftlichen Erkenntnis, des Experimentes, mehr als bisher erinnern. Niemand denkt heute daran, dem Anfänger Chemie oder Physik beizubringen, ohne seine Lehren durch ausgedehnte Versuche zu bekräftigen. Warum sollte nicht auch die Mechanik den „Königsweg des Experimentes“ beschreiten? Die älteren Lehrbücher der technischen Mechanik haben einen stark deduktiven, fast dogmatischen Charakter. Der Leser derselben könnte leicht den Eindruck gewinnen, als ob das starre Lehrgebäude von Sätzen und Beweisen etwas Lückenloses und Fertiges wäre nach Art der Elemente des Euklid, als ob höchstens von Zeit zu Zeit ein Erfahrungskoeffizient in die Theorie einzufügen wäre, um diese für alle Anforderungen gerüstet zu machen. Ich glaube nicht, dass dieses der Geist moderner Naturbetrachtung ist, in dem wir unsere Schüler erziehen sollen; ich glaube vielmehr, dass es ebenso lehrreich ist, auf Mängel der Theorie hingewiesen zu werden, wie ihre vermeintliche Vollständigkeit fortgesetzt bewundern zu müssen. Die Zeit, die im Mechanikunterricht auf Versuche verwandt wird, lohnt sich reichlich durch Vertiefung und Belebung der Auffassung, indem dem abstrakten mathematischen Satze ein Erinnerungsbild von bestimmten Abmessungen und Kraftgrössen hinzugefügt wird. Besonders günstige Erfahrungen habe ich im Unterricht mit dem schönen Universalapparat von Töpler[3]) gemacht, welcher fast alle grundlegenden Sätze über das Gleichgewicht und die Bewegung fester Körper experimentell zu belegen gestattet.

Nach meinen Erfahrungen ist die Staatsregierung gern gewillt, für die Belebung des Mechanikunterrichtes Mittel bereitzustellen. Da auch an anderen Hochschulen mit der Beschaffung von Unterrichtsapparaten vorgegangen wird, so glaube ich, wird die Zeit bald vorüber sein, wo die Mechanik dem Lernenden im mathematischen Gewande einer lediglich rechnenden oder zeichnenden Disziplin entgegentrat, und es wird sich derjenige Wandel nach der experimentellen Seite hin allgemein vollziehen, der in den Vorlesungen über Physik und Chemie bereits vor fünfzig Jahren Platz gegriffen hat und dem diese Wissenschaften einen guten Teil ihrer heutigen Lebenskraft verdanken.

Etwas eingehender möchte ich nun über

einige der technischen Mechanik eigentümliche theoretische Methoden berichten. Eine auch nur angenäherte Vollständigkeit wird man dabei nicht erwarten dürfen. Auch muss ich befürchten, indem ich einzelne, mir zufällig naheliegende Probleme herausgreifen werde, andere vielleicht wichtigere Fragen nicht genügend zu würdigen.

Eine freilich etwas äusserliche Einteilung des hier zu Besprechenden ergiebt sich, wenn wir zwischen den Interessen des Bauingenieurs einerseits und denen des Maschinenbauers andrerseits unterscheiden. In älterer Zeit dienten die mechanischen Theorien hauptsächlich den Zwecken des Bauingenieurwesens. Deshalb bildeten Statik und Graphostatik das Schwergewicht der technischen Mechanik. Der mächtige Aufschwung des Maschinenbaues und der Elektrotechnik haben hierin Wandel geschaffen. Die Dynamik rückt mehr und mehr in den Gesichtskreis des Technikers hinein. Vielleicht kann man sagen, dass der Bauingenieur die Mechanik extensiver, der Maschineningenieur sie intensiver anwendet. Die Summe von rechnerischen und zeichnerischen Überlegungen, die die Konstruktion einer Eisenbrücke oder einer Kuppel erfordert, ist an Ausdehnung zweifellos breiter, als der Gebrauch mechanischer Sätze beim Projektieren einer Maschinenanlage. Trotzdem liegen auf dem letzteren Gebiete die tieferen Probleme: Die elastischen Beanspruchungen der Maschinenteile sind vielseitiger und im allgemeinen kühner, wie die Beanspruchungen der Teile einer Baukonstruktion; ausserdem tritt hier erst die volle Mechanik, d. h. die Dynamik, in ihr Recht.

Unter den theoretischen Methoden des Bauingenieurwesens nimmt in neuerer Zeit der Begriff der Formänderungsarbeit eine führende Stellung ein. Sowie der Arbeitsbegriff durch das Prinzip der virtuellen Arbeit, welches gewöhnlich unter dem weniger bezeichnenden Namen des Prinzips der virtuellen Verrückungen oder Geschwindigkeiten geht, die Statik überhaupt beherrscht, so gestattet er insbesondere der Statik elastischer Medien ihre einfachste Form zu geben, sobald man den Ausdruck für die Arbeit der elastischen Kräfte in geeigneter Weise gebildet hat. Es handelt sich hierbei um die glänzenden Sätze vom Minimum der Formänderungsarbeit und von den Differentialquotienten der Formänderungsarbeit nach den wirkenden äusseren Kräften. Mit Fug und Recht verewigen diese Sätze den Namen des italienischen Ingenieurs Castigliano; dem Verdienste deutscher Forscher, wie Mohr, Fränkel und Müller-Breslau, welche zum Teil früher und unabhängig von Castigliano ähnliche Theoreme ausgesprochen haben, soll dadurch kein Abbruch gethan werden.

Den Inhalt des Castiglianoschen Minimumsprinzips möchte ich hier an einem möglichst einfachen und naheliegenden Beispiel erläutern: Ein Tisch auf drei Beinen ist statisch bestimmt, d. h. man kann schon allein nach den Regeln der gewöhnlichen Statik starrer Körper ermitteln, wie sich die auf den Tisch wirkende Last, einschliesslich seiner Eigenlast, auf die drei Beine des Tisches verteilt. Der Tisch auf vier Beinen dagegen ist statisch unbestimmt. Wir können uns nämlich durch eines der vier Beine eine beliebige Kraft x übertragen denken und können alsdann für die übrigen Beine solche Kräfte berechnen, welche sich mit jener Kraft x und mit den auf den Tisch wirkenden Lasten das Gleichgewicht halten. (Natürlich wird dabei angenommen, damit die Aufgabe nicht trivial wird, dass die Resultierende der zu tragenden Lasten nicht gerade in der Mitte zwischen den Beinen hindurchgehe.) Es würde hiernach unendlich viele Möglichkeiten des Gleichgewichts geben. Wie wählt nun die Natur zwischen diesen unendlich vielen möglichen Kraftsystemen aus? Darauf antwortet uns der Castiglianosche Minimumssatz: Die Natur bevorzugt diejenige Wahl, bei welcher sie mit einem geringsten Aufwande an Formänderungsarbeit auskommt. Nimmt man etwa noch an, dass die Tischplatte verhältnismässig wenig nachgiebig ist, so steckt die gesamte Formänderungsarbeit in den Beinen des Tisches, welche durch die gegebenen Lasten und die vom Boden übertragenen Gegenkräfte im allgemeinen auf Druck beansprucht werden. Da unsere Kraft x die einzige Unbekannte ist, da wir nämlich die durch die anderen Beine übertragenen Kräfte bereits durch die Kraft x und die äusseren Lasten ausgedrückt haben, so wird die Formänderungsarbeit eine ganz bestimmte und zwar quadratische Funktion jener Unbekannten. Die Bedingung des Minimums führt daher auf eine lineare Gleichung für diese Unbekannte.

Ich kann mir kaum ein übersichtlicheres und einleuchtenderes Verfahren zur Lösung eines mechanischen Problems denken. Die Übersichtlichkeit leidet nicht, wenn wir statt unseres sehr speziellen Systems ein beliebiges Stabsystem, z. B. eine Brücke mit überzähligen Stäben oder überzähligen Auflagern betrachten, oder wenn an die Stelle eines Stabsystems ein beliebiger und beliebig beanspruchter elastischer Körper tritt. Statt einer haben wir dann eventuell mehrere lineare Gleichungen zur Berechnung der Unbekannten. Dass es auch möglich ist, die Verrückungen der Knotenpunkte eines Fachwerkes, die Durchbiegung eines Balkens, die Torsion einer Welle, kurz die jedesmal in Frage kommenden elastischen Formänderungsgrössen aus dem Arbeitsaus-

drucke zu berechnen, möge hier nur kurz erwähnt werden.

Aus dem weiten Gebiet der Elastizität möchte ich noch ein besonderes, ziemlich junges Problem hervorheben, das der Berührung fester elastischer Körper. Heinrich Hertz[4]) hat, bevor er sein grosses Lebenswerk, die Reform der Elektrizitätslehre, begann, im Jahre 1881 eine seines grossen Namens würdige Arbeit des genannten Titels verfasst. Er beschreibt darin die Vorgänge beim Zusammenpressen zweier elastischer Körper in der Nähe der Berührungsstelle teils durch scharfe quantitative Formeln mit elliptischen Integralen, teils durch graphische Schätzung und bestimmt insbesondere die Druckellipse, d. h. diejenige Fläche, in die der ursprüngliche Berührungspunkt bei zunehmendem Drucke übergeht, sowie die Grösse des spezifischen Druckes im Mittelpunkte der Druckfläche. An die letztere Grösse knüpft er eine quantitative Definition des Begriffes Härte an, eines Begriffes, der uns aus dem gemeinen Leben scheinbar so vertraut und der doch so schwer scharf zu fassen ist. Aus dem auf seine Härte zu prüfenden Material seien zwei Stücke geschnitten, z. B. eine ebene Platte und eine von einer Kugelfläche begrenzte Linse. Die Pressung wird so lange gesteigert, bis sich ein Riss zeigt (bei sprödem Material) oder eine dauernde Deformation (bei plastisch zähem Material). Die hierbei erreichte Grösse der spezifischen Pressung im Mittelpunkte der Druckfläche wird nun von Hertz als quantitatives absolutes Härtemass vorgeschlagen. Hierbei ist stillschweigend vorausgesetzt, dass die Grösse der genannten Pressung (oder negativen Spannung) für das Auftreten eines Sprunges oder für das Überschreiten der Elastizitätsgrenze massgebend ist, so dass jene Spannung als eine Materialkonstante, das heisst hier eben als Härte des betreffenden Materials angesprochen werden kann.

Diese Hertzsche Theorie ist teils von physikalischer, teils von technischer Seite erfolgreich aufgenommen worden. Unter physikalisch-mineralogischem Gesichtspunkt hat F. Auerbach[5]) auf dem von Hertz angegebenen Wege eine grosse Reihe von Präzisionsmessungen ausgeführt, mit dem Endziel, den Gliedern der bekannten Mohrschen Härteskala absolute Zahlenwerte zuzuordnen.

Eine technische Verwertung der Hertzschen Theorie haben zuerst Föppl und Schwerd[6]), sodann in ausgedehnterem Masse Stribeck[7]) unternommen. Bei Stribeck handelt es sich darum, zuverlässige Regeln für die Konstruktion der Kugellager zu gewinnen, insbesondere die zulässige Beanspruchung von Gussstahlkugeln festzustellen. Es liegt auf der Hand, dass wir im Kugellager gerade diejenige Beanspruchung der Kugeln und Lagerschalen haben, wie sie die Hertzsche Theorie schildert, und dass die Grösse der zulässigen Belastung mit dem Auftreten einer bleibenden Deformation, also mit der Hertzschen Härtedefinition, zusammenhängt.

Indem ich noch anführe, dass die Hertzsche Theorie der Berührung bereits in die technischen Lehrbücher (Bach, Elastizität und Festigkeit, 4. Aufl., Föppl, Vorlesungen, Bd. III) übergegangen ist, möchte ich darauf hinweisen, wie bereit die Technik ist, Anregungen zu folgen, die ihr von mathematisch-naturwissenschaftlicher Seite gegeben werden, und möchte den Wunsch aussprechen, dass Anregungen von so fruchtbarer Art wie die Hertzsche in Zukunft reichlicher fliessen mögen wie in der Vergangenheit.

Gewisse eigenartige Ergebnisse, welche Auerbach bei der Prüfung der Hertzschen Theorie gefunden hatte, führen uns von hier aus auf die allgemeine, für die technische Elastizitätstheorie grundlegende Frage: Welche Umstände sind für den Bruch eines Materials massgebend? Unter welchen Beanspruchungen wird die stabile Konstitution des elastischen Körpers labil? Est ist klar. dass diese Frage ihrer Natur nach einer Beantwortung auf Grund der regulären Elastizitätstheorie unzugänglich ist und dass die Vorgänge beim Bruch verwickelter, gewissermassen explosiver Art sind. Dementsprechend ist man weit entfernt, diese Frage mit einiger Zuverlässigkeit beantworten zu können. Trotzdem zwingt ihre Wichtigkeit, immer wieder dazu Stellung zu nehmen und eine wenn auch nur vorläufige Beantwortung zu versuchen.

Unter den verschiedenen Festigkeitshypothesen sind namentlich zwei als die nächstliegenden im Gebrauch. Nach der einen Hypothese, die sich auch Hertz in der vorgenannten Theorie zu eigen machte, sieht man die grösste im Material auftretende Spannung, nach der anderen die grösste Dehnung als massgebend an. Merkwürdigerweise scheiden sich die Bekenner des einen oder anderen Standpunktes in Deutschland nach Berufsklassen. Im Bauingenieurwesen wird gewöhnlich die grösste Spannung, im Maschinenbau die grösste Dehnung als Kriterium für den Bruch und für die zulässige Beanspruchung angesehen. Dass beide Ansätze den verwickelten Verhältnissen der Wirklichkeit nicht genügend Rechnung tragen, unterliegt wohl keinem Zweifel. Im Falle einfacher Beanspruchungen kommen beide Hypothesen auf dasselbe hinaus; bei den sogenannten zusammengesetzten Beanspruchungen, z. B. bei der so wichtigen Berechnung einer Maschinenwelle auf Biegung und Torsion würden sie verschiedene Dimensionierungen liefern.

Im Falle des Hertzschen Problems stösst

man mit beiden Hypothesen auf Schwierigkeiten. Wäre, wie Hertz annimmt, die Spannung für das Auftreten eines Risses massgebend, so müsste nach der Hertzschen Theorie das Verhältnis: gesamte gegenseitige Pressung durch Quadrat des Radius der Versuchslinse, eine Materialkonstante sein. Demgegenüber lassen die Versuche von Auerbach keinen Zweifel darüber, dass nicht dieses Verhältnis, sondern das Verhältnis: Gesamtpressung durch erste Potenz des Radius, für ein und dasselbe Material beim Eintreten eines Sprunges konstant ist. Ich habe mich überzeugt, dass das Auerbachsche Ergebnis auch dann nicht erklärt werden kann, wenn wir nicht die Spannung im Mittelpunkte der Druckfläche, sondern die in der Nähe des Risses betrachten oder wenn wir eine der anderen Spannungs- oder Dehnungsgrössen für das Auftreten eines Bruches verantwortlich machen, entsprechend einer der anderen Festigkeitshypothesen, die wir noch zu nennen haben werden. Wir müssen uns also bei dieser Gelegenheit eingestehen, dass uns die wahren Umstände, die den Bruch bedingen, dunkel sind und dass auch der Genius eines Hertz dieses Dunkel nicht zu erhellen vermochte.

Eine weitere Hypothese, welche z. B. von Thomson und Tait in ihrer Natural Philosophy den Festigkeitsberechnungen zu Grunde gelegt wird, sieht nicht die grösste Hauptspannung, sondern die grösste Schub- (oder Tangential-)Spannung als das Massgebende an. Ich bemerke beiläufig, dass ich selbst auf Grund gewisser Erfahrungen dieser Hypothese am meisten zuneigen würde, ohne zu glauben, dass damit irgendwie das letzte Wort gesprochen wäre.

Vor einigen Jahren hat einer der berufensten deutschen Forscher auf dem Gebiete der Ingenieurwissenschaften, O. Mohr[8]), eine vermittelnde Hypothese als Summe seiner vieljährigen Erfahrungen aufgestellt, wonach der Bruch durch ein Zusammenwirken von Normal- und Schubspannungen herbeigeführt wird, ähnlich wie der Vorgang des gegenseitigen Gleitens zweier verschiedener Körper durch ein gewisses Verhältnis der normalen Pressung und der tangentiellen Reibung bedingt wird. Kaum jedoch war diese geistvolle Hypothese veröffentlicht, als W. Voigt[9]) das Ergebnis von Versuchen bekannt gab, die der Mohrschen Hypothese entscheidend zu widersprechen scheinen.

Unter diesen Umständen wird man es begreiflich finden, wenn der Techniker womöglich für jede Art zusammengesetzter Beanspruchung besondere Versuchsreihen zur Feststellung der zulässigen Beanspruchung fordert; wo er aber auf die rechnerische Abschätzung allein angewiesen ist, wird nichts anderes übrigbleiben, als die verschiedenen Festigkeitsberechnungen nacheinander durchzuführen und im Interesse der Sicherheit der Konstruktion diejenige zu bevorzugen, welche die stärksten Abmessungen des Konstruktionsteiles verlangt. Wendet man dies Verfahren insbesondere auf den vorgenannten Fall einer Maschinenwelle an, die auf Biegung und Torsion beansprucht ist, so ergiebt sich, dass ihre Dimensionierung auf Grund der Schubspannungshypothese am sichersten und dementsprechend am teuersten ausfällt, dass die Berechnung nach der Dehnungshypothese, welche der heute gangbaren Formel des sog. ideellen Biegungsmomentes zu Grunde liegt, eine mittlere Linie einhält, während von der am nächsten liegenden Spannungshypothese das Wort „billig und schlecht" gelten würde.

Lassen Sie uns, hochgeehrte Anwesende, nach dieser flüchtigen Durchmusterung statischer Probleme noch einen Blick auf einige in der Technik auftretende Fragen der Dynamik werfen.

Wie ich schon eingangs bemerkte, wurde in früherer Zeit die technische Dynamik von den statischen Fragen überwuchert. Radinger[10]) gebührt das grosse Verdienst, das dynamische Gewissen des Technikers geweckt zu haben. Er entdeckte im Maschinenbau den Newtonschen Grundsatz von neuem, wonach Masse mal Beschleunigung gleich Kraft ist. In der That bedarf es eigentlich nur dieses Grundsatzes, um einzusehen, dass die Masse der hin- und hergehenden Teile einer Kolbenmaschine die Wirkung des Dampfes in der einen Phase des Kolbenhubes herabmildert, in der anderen Phase unterstützt, und dass man somit in der sog. Massenwirkung der Maschinenteile ein Mittel besitzt, um die Kraftübertragung in günstiger Weise zu beeinflussen. Dass Radinger in der Betonung dieser neuen Erkenntnis sich nicht überall vor Übertreibungen gehütet hat und dass er die Zukunft der schnelllaufenden Maschinen, bei welchen die Massenwirkung vornehmlich in Frage kommt, vielleicht überschätzt hat, wird ihm billigerweise niemand verdenken wollen.

Ich möchte bei dieser Gelegenheit bemerken, dass die Dynamik des Kurbelmechanismus, die in der technischen Litteratur mehr synthetisch behandelt wird, indem das Spiel der Kräfte durch die einzelnen Glieder des Mechanismus hindurch schrittweise verfolgt wird, zugleich das denkbar schönste Beispiel für die allgemeinen analytischen Methoden der Mechanik bildet. Dieses Beispiel hat gerade den gewünschten Grad von Einfachheit auf der einen und von Allgemeinheit auf der anderen Seite. Wir haben es hier nämlich mit einem System von nur einem Freiheitsgrade oder einem zwangläufigen System zu thun, dessen lebendige Kraft von der Lage des Systems, z. B. von der jeweiligen Stellung der Kurbel

abhängt. (Von der Wirkung des Regulators, durch den die Zahl der Freiheitsgrade auf zwei vermehrt wird, wird dabei natürlich abgesehen.) Wendet man nun auf dieses System die analytische Form des d'Alembertschen Prinzips oder die allgemeinen Lagrangeschen Gleichungen oder eines der anderen allgemeinen Prinzipien der Mechanik an, so erhält man ganz von selbst in den verschiedenen Gliedern der entstehenden Gleichungen den präzisen Ausdruck für den Tangentialdruck des Dampfes am Kurbelzapfen und für die Massenwirkung; ausserdem erkennt man, was bei der elementaren Behandlung leicht übersehen wird, dass die hin- und hergehenden Massen auch zur Schwungradwirkung beitragen, nämlich im Mittel so, als ob die halbe Masse der hin- und hergehenden Teile im Kurbelzapfen konzentriert wäre.[11])

Vielleicht ist die mehr konstruktive Behandlung des Kurbelmechanismus, wie sie in der Technik üblich ist, lehrreicher als die allgemeine analytische Behandlung. Bei jener müssen wir selbst denken und uns jeden Schritt überlegen; bei dieser denken die Formeln für uns. Man wird sich daher hüten, solche analytische Allgemeinheiten dem Studierenden der Technik als Einführung in die Mechanik darzubieten; wohl aber wird man ihre ausserordentliche Kraft dem Vorgeschritteneren an einem passenden Beispiel zu Gemüte führen. Im Universitätsunterrichte der Mechanik, in dem doch die allgemeinen analytischen Methoden gewissermassen als Selbstzweck ausführlich vorgetragen werden, sollte man sich ihre Anwendung auf die Theorie des Kurbelmechanismus meiner Meinung nach nicht entgehen lassen.

An den Begriff der Massenwirkung knüpft eine der schönsten Bereicherungen der technischen Mechanik an, welche die letzten Jahrzehnte hervorgebracht haben, die Theorie des Massenausgleichs bei Mehrcylindermaschinen nach Otto Schlick. Es handelt sich hierbei nicht um eine technische Spezialität, sondern um eine Frage ganz allgemeiner Natur, die sich Jeder stellen und beantworten müsste, der über Mechanik nachdenkt. In Wirklichkeit war es aber, wie so oft, die harte Notwendigkeit der technischen Anforderungen, welche die Lösung des Problems gezeitigt hat.

Sowohl im Lokomotiv-, wie namentlich im Schiffsbau, ist die Frage des Massenausgleichs aufgetreten. Man kann sie so stellen: Gegeben ein System von Massen (nämlich die Massen der Betriebsmaschinen), welche gesetzmässig bewegt werden. Diese übertragen auf den Rahmen, in dem sie arbeiten (nämlich den Körper der Lokomotive oder den Schiffskörper), die Trägheitskräfte ihrer Bewegung, wodurch teils der Rahmen als Ganzes in Bewegung gesetzt, teils elastisch deformiert wird. Bei der Lokomotive kommt allein die Bewegung im ganzen in Betracht; die beiden Teile der Bewegung, die sich ergeben, wenn wir die resultierende Einzelkraft und die resultierende Drehkraft der Trägheitswirkungen für sich betrachten, heissen im Eisenbahnbetriebe Zucken und Schlingern. Beim Schiffskörper dagegen sind es die elastischen Deformationen desselben, welche namentlich dann wesentlich und gefährlich werden, wenn die Periode einer Eigenschwingung des Schiffes der Periode der Maschinenumdrehung nahe kommt, wenn also, wie man sagen kann, die Konstruktion des Schiffes auf das Zeitmass der Schiffsmaschinen abgestimmt ist. Indem Schlick von allem Nebensächlichen absah, verglich er die Schwingungen des Schiffskörpers mit den Schwingungen eines frei schwebenden Balkens, auf welchen periodisch wechselnde verbiegende Kräfte einwirken und studierte den Resonanzeffekt zwischen der Eigenschwingung des Balkens und der übertragenen Wechselkraft an seinen schönen Modellen.[12])

Da nun die Grundschwingungszahl eines Balkens oder eines Schiffes mit wachsender Länge desselben abnimmt, so musste bei fortgesetzter Vergrösserung der Schiffsabmessungen, auf welche die moderne Entwicklung hindrängt, notwendig diejenige Grenze erreicht werden, bei welcher der gefährliche Resonanzeffekt zwischen Maschinenumlauf und Schiffsschwingung eintrat.

Entweder musste nun der Schiffbau auf dem eingeschlagenen Wege umkehren oder es mussten die Trägheitswirkungen der Maschinenteile, diese Feinde des Schiffskörpers, unschädlich gemacht werden. Da lag es nach einem alten politischen Grundsatze nahe, die Feinde unter sich zu entzweien und gegeneinander aufzuhetzen. Das wesentliche Mittel hierzu liefert eine geeignete Disposition über die Schränkungswinkel zwischen den verschiedenen Kurbeln, sowie eine geeignete Wahl der Massen- und Abstandsverhältnisse der einzelnen Getriebeebenen. In solcher Weise gelingt es, die Trägheitskräfte der Schiffsmaschinen sich gegenseitig zerstören zu lassen und den Schiffskörper von seinen Peinigern zu befreien.

Mathematisch findet die Forderung des vollständigen Massenausgleichs (genauer gesagt, vollständig bis zur zweiten Ordnung) ihren Ausdruck in einem Satze von acht einfachen Gleichungen, in deren weiterer Behandlung Schlick u. a. von Schubert[13]) und H. Lorenz[14]) unterstützt wurde.

Einfach und grundlegend wie das Problem und seine Lösung ist, kann es uns nicht wundernehmen, dass auch Andere und zum Teil früher als Schlick Ansätze in der besprochenen

Richtung gemacht haben und dass hieraus ein erbitterter Patentstreit entstanden ist. Wir überlassen die Entscheidung dieses Streites gern den Gerichten und betonen hier lieber, dass die modernen Schnelldampfer, wie Kaiser Wilhelm der Grosse und Deutschland, mit dem Schlickschen Massenausgleich ausgerüstet sind (Kaiser Wilhelm der Grosse mit dem vollständigen Ausgleich erster Ordnung, Deutschland auch mit einem angenäherten Ausgleich zweiter Ordnung) und dass diese Meisterstücke deutscher Ingenieurkunst, die den Gegenstand unseres berechtigten nationalen Stolzes bilden, durch die Theorie und die Praxis des Massenausgleichs überhaupt erst möglich geworden sind.

Wie die höheren Methoden der allgemeinen Dynamik, z. B. die Methode der kleinen Schwingungen, mehr und mehr in die technische Litteratur Eingang finden, zeigen die Arbeiten von Stodola über Inertialregulatoren [15]) und über Turbinenregulierung [16]), Arbeiten, die auf dem Gebiete der Maschinendynamik wohl den Höhepunkt der Vereinigung von theoretischer und praktischer Beherrschung des Stoffes bezeichnen.

Ich erwähne ferner, dass sich die Kreiselwirkungen der rotierenden Radsätze bei den Versuchsfahrten der Studiengesellschaft für elektrischen Schnellbetrieb in Berlin deutlich und unliebsam bemerkbar gemacht haben und dass sie durch Herrn Baurat Wittfeld [17]) sachgemäss und erfolgreich untersucht sind. Eine fernere technische Anwendung hat die Kreiseltheorie bei dem Geradlaufapparat des Torpedos [18]), System Obry, erfahren, der jetzt bei den Marinen der meisten Staaten in Gebrauch ist.

Dass es im Maschinenbau nötig ist, die elastischen Schwingungen der Maschinenteile zu berücksichtigen, wird mehr und mehr anerkannt. Besondere Beachtung kommt den Torsionsschwingungen der Wellen zu, namentlich wieder den langen Schiffswellen, und den hierbei auftretenden Resonanzschwingungen, die von Frahm [19]) in musterhafter Weise beobachtet worden sind.

Ich selbst habe gelegentlich auf ein gewisses technisches Paradoxon [20]) hingewiesen, dass nämlich unter Umständen der Gleichgang einer Maschinenwelle durch eine Verstärkung des Schwungringes verschlechtert werden kann. Die Erklärung liegt hier ebenfalls in dem Auftreten von Torsionsschwingungen in der Welle. Allerdings wird die Ungleichförmigkeit der Schwungradbewegung durch Vermehrung seiner Trägheit herabgesetzt. Dafür aber können die von dem Schwungrade entfernteren Teile der Welle um so stärker ausfedern. Nimmt man die Arbeit von einer Stelle der Welle ab, die dem Schwungrade nicht zu nahe liegt, so kann es vorkommen, dass die verstärkte Federung den Einfluss der vermehrten Trägheit überwiegt und die beabsichtigte Kraftübertragung mit grösserer Ungleichförmigkeit behaftet ist, wie bei einem schwächeren Schwungrade.

Zum Schlusse seien noch einige Worte der Hydromechanik gewidmet. Bekanntlich klaffte auf diesem Gebiete ein besonders empfindlicher Riss zwischen den Ergebnissen der mathematischen oder physikalischen Behandlung und den Auffassungen der Techniker. Es handelt sich dabei namentlich um das Strömen einer Flüssigkeit durch eine Röhre. Die Versuche an Kapillarröhren ergaben in Übereinstimmung mit der mathematischen Theorie einen Widerstand gegen die Strömung oder ein Druckgefälle proportional der ersten Potenz der mittleren Strömungsgeschwindigkeit, umgekehrt proportional der zweiten Potenz der Röhrendicke. Dagegen wird in der Technik bei der Anlage von Wasserleitungsröhren etc. mit einem Widerstande proportional der zweiten Potenz der Geschwindigkeit, umgekehrt proportional der ersten Potenz der Röhrendicke gerechnet. Während ferner nach der Theorie die Geschwindigkeit der Strömung von der Mitte nach den Rändern hin kontinuierlich nach einem parabolischen Gesetz abnehmen soll, ergaben Messungen von Bazin an weiten Röhren, dass die Geschwindigkeit nahezu gleichmässig über den Querschnitt verteilt ist und erst in nächster Nähe der Wandungen plötzlich abnimmt. Es könnte hiernach scheinen, dass sich die theoretische Hydrodynamik gegenüber den praktischen Fragen der Hydraulik bankerott erklären müsste.

Die Ehrenrettung der Theorie verdanken wir Osborne Reynolds. [21]) Reynolds betonte, dass die Aussagen der Theorie auf der Annahme einer Strömung in parallelen Fäden beruhen, dass diese Art der Strömung in engen Röhren zwar die einzig mögliche ist, dass sie aber in weiten Röhren in ein turbulentes Durcheinanderwirbeln der Flüssigkeitsteilchen übergeht. In weiten Röhren hat das Wasser sozusagen Platz, seitlich auszuweichen, die geradlinige Bewegung ist zwar immer noch eine mögliche, aber nicht mehr eine stabile Bewegungsform. Kleine Störungen genügen, um die parallelen Stromfäden auseinanderzubrechen. Dass diese Vorstellung zutreffend ist, hat Reynolds durch schöne Versuche nachgewiesen und auch theoretisch auf Grund der gewöhnlichen hydrodynamischen · Differentialgleichungen gestützt. Die Schreibweise von Reynolds selbst ist etwas dunkel; um so lieber verweise ich auf eine Darstellung und Erweiter-

ung seiner Theorie, die wir der Meisterhand von H. A. Lorentz[22]) verdanken.

Diejenige Geschwindigkeit, bei welcher in einer gegebenen Röhre die geradlinige Bewegung anfängt, instabil zu werden, heisst nach Reynolds die kritische Geschwindigkeit; dieselbe bestimmt sich durch die Angabe[23]), dass das Produkt aus Geschwindigkeit, Röhrendurchmesser und Flüssigkeitsdichte geteilt durch die Viskositätskonstante der Flüssigkeit eine reine Zahl ist, die zwischen 1900 und 2000 liegt. Im Falle der Leitungsröhren der Technik befindet man sich stets oberhalb der kritischen Grenze; die Poiseuilleschen Versuche mit Kapillarröhren spielten sich unterhalb dieser Grenze ab. Beim Überschreiten der kritischen Geschwindigkeit beobachtete Reynolds einen deutlichen Sprung in dem Gesetze des Druckgefälles: Die Proportionalität zwischen Druckgefälle und Geschwindigkeit, die für hinreichend enge Röhren oder hinreichend kleine Geschwindigkeiten gilt, macht einer Abhängigkeit Platz, die eher durch die zweite Potenz der Geschwindigkeit ausgedrückt wird, sich also dem in der Technik üblichen Gesetz nähert.

Für den Theoretiker ist auf diesem Gebiet noch viel zu thun. Noch steht die scharfe theoretische Bestimmung der kritischen Geschwindigkeit sowie des Druckgefälles oberhalb der kritischen Geschwindigkeit aus. Trotzdem ist der durch Reynolds erzielte wissenschaftliche Reingewinn ein unschätzbarer: einer der empfindlichsten Widersprüche zwischen physikalischer und technischer Theorie ist durch ihn aufgelöst; ausserdem sind wir um einen fruchtbaren physikalischen Begriff bereichert worden, den Begriff der turbulenten Flüssigkeitsströmungen, der zweifellos in einer ganzen Reihe weiterer Fragen eine Rolle zu spielen berufen ist, so bei der Bewegung eines Körpers in einer Flüssigkeit oder dem Problem des Schiffswiderstandes, bei dem Gesetze des Winddruckes u. s. f. Ich persönlich sehe in der Theorie der turbulenten Bewegungen von Reynolds einen mindestens ebenso bedeutsamen Fortschritt der Hydrodynamik wie in der glänzenden und berühmten Wirbeltheorie von Helmholtz, welche, da sie von der Reibung gänzlich absieht, mit der Wirklichkeit doch nur eine sehr entfernte Ähnlichkeit hat.

Wenn nun auch nach dem Gesagten das Interesse der Technik wesentlich den turbulenten Bewegungen gilt, so ist darum doch das Studium geordneter Flüssigkeitsströmungen à la Poiseuille für die Technik nicht unnütz. Ich verweise in dieser Hinsicht einerseits auf eine neuere Theorie des Gleichgewichts und der Strömung des Grundwassers[24]), welches sich ja im Erdreich unter ähnlichen Bedingungen wie die Flüssigkeit in Kapillarröhren befindet, andrerseits auf das Verhalten der Schmiermittel in dem engen Zwischenraum zwischen Welle und Lager.

Damit eile ich dem letzten Problem zu, das uns heute beschäftigen soll, der Theorie der Lagerreibung. Auf dem Gebiete der Reibungswirkungen haben wir zwei diametral entgegengesetzte Ansätze: einmal den Ansatz der trockenen Reibung, der von Coulomb herrührt und von dem schon bei der Theorie des Erddruckes die Rede war, andrerseits den der Flüssigkeitsreibung, der in seiner einfachsten Form schon von Newton gegeben wurde.

In der technischen Mechanik herrscht der erstere Ansatz so sehr, dass er auch bei dem Problem der Lagerreibung zur Anwendung gebracht wird, wo doch die Flüssigkeit des Schmiermittels unentbehrlich ist. Man setzt also gewohnheitsgemäss die Grösse des Reibungsmomentes, entsprechend dem Gesetz der trockenen Reibung, proportional dem Zapfendruck oder genauer gesagt gleich einem Reibungskoeffizienten $\times$ dem Zapfenradius $\times$ dem Zapfendruck. Dabei wäre der Reibungskoeffizient als eine Erfahrungszahl aufzufassen, die durch Versuche an dem betr. Lager bei der betr. Umdrehungszahl und Belastung zu ermitteln wäre.

Der Ansatz der Flüssigkeitsreibung wurde zuerst von dem russischen Forscher Petroff auf die Lagerreibung übertragen. Nach diesem Ansatz findet die gesamte Reibungsarbeit im Innern des Schmiermittels statt und wird dazu verwandt, die einzelnen Schmierschichten, deren äusserste an dem sich drehenden Zapfen bez. an dem ruhenden Lager haften, gegeneinander zu verschieben. Das Reibungsmoment würde bei dieser Auffassung, wenn eine völlig centrische Lage von Zapfen und Lager vorausgesetzt werden dürfte, proportional der Umdrehungsgeschwindigkeit des Zapfens und von dem Zapfendrucke unabhängig werden; in den Proportionalitätsfaktor gehen dabei die Konstante der inneren Reibung des Schmiermittels sowie die Lagerabmessungen ein. Wieder war es Osborne Reynolds[25]), der den hydrodynamischen Ansatz der Lagerreibung weiter ausbildete und verfeinerte, indem er die Annahme einer centrischen Lage des Zapfens fallen liess, diese vielmehr selbst aus der Forderung bestimmte, dass die auf den Zapfen übertragenen hydrodynamischen Reibungswirkungen und Drucke dem von aussen übertragenen Zapfendruck das Gleichgewicht halten sollen.

Was sagt nun die Erfahrung zu dem einen oder anderen Ansatz? Ganz allgemein gesprochen ergiebt sich folgendes: Bei kleinen Geschwindigkeiten oder hoher Belastung ist in erster Linie die Grösse des Zapfendruckes massgebend, bei hohen Geschwindigkeiten oder

relativ geringer Belastung wird das Reibungsmoment von dem Zapfendruck unabhängig. Im ersten Fall stellt der Ansatz der trockenen Reibung die Erscheinungen im grossen und ganzen ungezwungen dar, im zweiten Falle nähert sich das Verhalten demjenigen, welches nach dem Ansatz der Flüssigkeitsreibung bei centrischer Zapfenlage zu erwarten ist.

In letzter Zeit sind eine Reihe ausgedehnter experimenteller Untersuchungen über Lagerreibung angestellt. Namentlich verweise ich auf die Beobachtungen von Stribeck[26]), die ich mit eigenen theoretischen Überlegungen vergleichen möchte. Indem ich mich auf den Boden der reinen hydrodynamischen Theorie stellte und die Reynoldsschen Rechnungen weiterführte und vereinfachte, konnte ich gewissermassen die Brücke zwischen den beiden mehrfach genannten Ansätzen schlagen.[27]) Es zeigte sich nämlich, dass die hydrodynamische Theorie in der Grenze für grosse Geschwindigkeiten den einfachen Petroffschen Ansatz liefert, dagegen in der Grenze für hinreichend kleine Geschwindigkeiten einen Ausdruck für das Reibungsmoment ergiebt, der mit dem Ansatz: Reibungskoeffizient $\times$ Zapfenradius $\times$ Zapfendruck zusammenfällt. Dabei ist in dieser Auffassung der Wert des Reibungskoeffizienten bei hinreichend kleiner Geschwindigkeit („des Reibungskoeffizienten der Ruhe", wie wir sagen können) eine einfache Funktion der Lagerabmessungen und von der Grösse des Zapfendruckes sowie von der Natur des Schmiermittels unabhängig.

Über das Verhalten bei mittleren Geschwindigkeiten ist namentlich folgendes hervorzuheben: es giebt für jede Belastung eine gewisse günstigste Geschwindigkeit, bei welcher das Reibungsmoment zum Minimum wird. Die theoretische Lage dieses Minimums stimmt nun, was die Abhängigkeit vom Zapfendruck, von der inneren Reibungskonstante etc. betrifft, wie es scheint, aufs beste mit den Beobachtungen von Stribeck überein.

Noch auf einen Punkt möchte ich hierbei hinweisen. Nach der Auffassung der trockenen Reibung müsste der Zapfen in einem Punkte der Lagerschale anliegen, der von der Richtung des Zapfendruckes aus entgegen dem Sinne der Umdrehung verschoben ist. Nach der hydrodynamischen Theorie dagegen ist die Stelle grösster Annäherung zwischen Zapfen und Lager und die Stelle grössten hydrodynamischen Druckes von der Richtung des Zapfendruckes aus im Sinne der Umdrehung verschoben. Es sind nun auf meine Anregung von Herrn Bauführer Becker in der Eisenbahnhauptwerkstätte Witten im Frühjahr dieses Jahres die zur Reparatur eingelieferten Lokomotiven auf die Abnutzung ihrer Lager und auf ihre Tragflächen hin geprüft worden. Von 20 zur Untersuchung geeigneten Lagern ergab sich, dass 16 Lager, im Sinne der Umdrehung gesprochen, mehr vorn, nur 2 mehr hinten getragen hatten, während bei den übrigen 2 der Ort des Tragens unentschieden blieb. Wie es scheint, bestätigt also diese kleine statistische Erhebung wenigstens qualitativ die Voraussagen der hydrodynamischen Theorie in ziemlich auffälliger Weise.

In quantitativer Hinsicht freilich bleiben noch manche Dunkelheiten bestehen, die nur durch gleichzeitige experimentelle und theoretische Untersuchung geklärt werden können. Es unterliegt keinem Zweifel, dass der praktische Ingenieur auf dem Gebiete der Lagerreibung der Hauptsache nach vorderhand auf den Versuch angewiesen bleibt; dabei wird ihm aber, wie überall, die theoretische Auffassung des Vorgangs zu bestimmten Fragestellungen verhelfen und den verschlungenen Weg der Beobachtung zu erhellen imstande sein.

Hochgeehrte Versammlung! Die vorangegangenen Ausführungen können keinen anderen Zweck verfolgen, als den, Ihnen zu zeigen, dass auf dem Gebiete der technischen Mechanik ein reges wissenschaftliches Leben herrscht, dass dieses Gebiet überreich ist an Problemen, reich an harten spröden Aufgaben, reich aber auch an schönen, fast gereiften Früchten, die nur der kundigen Hand warten, die sie zu pflücken versteht.

Die Zeit ist gründlich vorüber, da der Physiker und Mathematiker sich von den Bestrebungen der Technik vornehm zurückhielt, da er in diesen Bestrebungen einen geringeren Grad wissenschaftlicher Bethätigung erblickte, als in den Arbeiten seines eigenen Ideenkreises. Die technischen Wissenschaften haben sich, zumal bei uns in Deutschland, aus der ihnen innewohnenden Kraftfülle heraus selbständig und selbstbewusst in die Höhe entwickelt; wir theoretischen Naturforscher rechnen es uns zur Ehre an, wenn wir an dem Aufbau der technischen Wissenschaften in unserer Weise mitarbeiten können, und wir preisen unser gutes Glück, wann immer es uns mit den grossen Aufgaben der Technik in lebendige Berührung bringt.

Litteraturnachweise.

1) Sitzungsber. d. Berliner Akademie d. Wiss. Nov. 1901, S. 1086. Vgl. auch Polemik darüber zwischen Grüneisen und Schüle, Zeitschrift d. Vereins deutscher Ingenieure **46**, 1903, S. 1512 und 1840.

2) Vgl. hierüber den Bericht von F. Kötter: Die Entwickelung der Lehre vom Erddruck. Deutsche Mathematiker-Vereinigung **2**, 1893, Abschnitt III, insbes. den Schluß.

3) Beschrieben in der Ztschr. für den Phys. u. Chem. Unterricht (Poske) Jahrg. 1888 S. 137, sowie in Dyck: Katalog mathematischer Modelle, Apparate und Instrumente, herausgeg.

im Auftrage der Deutschen Mathematiker-Vereinigung, München 1892, Nachtrag S 83.

4) Gesammelte Werke **1**, S. 175, Journal für Mathematik (Crelle) **92**, Verhandlungen d. Vereins zur Beförderung des Gewerbefleißes Berlin 1882.

5) Ann. der Phys. u. Chem. (Wiedemann) **43**, 1891, S. 61; **45**, 1892, S. 262; **58**, 1896, S. 357.

6) Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik **3**, S. 73.

7) Zeitschrift d. Vereins deutscher Ingenieure **45**, 1901, S. 73 und 118, Mitteilungen über Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens Heft 2. (Berlin bei Springer.)

8) Zeitschrift d. Vereins deutscher Ingenieure **44**, 1900, S. 1524.

9) Ann. der Phys. (Drude) **4**, 1901, S. 567. Diskussion hierzu zwischen Mohr und Voigt. Ztschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **45**, 1901, S. 740.

10) Über Dampfmaschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit. Wien 1870. (3. Aufl. 1891.)

11) Vgl. K. Heun, Kinetische Probleme der wissenschaftlichen Technik, Jahresbericht der deutschen Mathematiker-Vereinigung **9**, 1900.

12) Ztschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **38**, 1894, S. 1091.

13) Mitteilungen der Hamburger Mathematischen Gesellschaft 1898.

14) Dynamik der Kurbelgetriebe, Leipzig 1901.

15) Ztschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **43**, 1899, S. 506 und 573.

16) Schweizerische Bauzeitung **22**, 1893, Nr. 17—20; **23**, 1894, Nr. 17—18.

17) Glasers Annalen **50**, 1902.

18) Marinerundschau 5. Heft, 1899, Aufsatz von Diegel.

19) Ztschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **46**, 1902, S. 391, Mitteilungen über Forschungsarbeiten. (Berlin bei Springer) Heft 6.

20) Ztschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **46**, 1902, S. 391; diese Zeitschrift **3**, 286, 1902.

21) Vgl. die experimentelle Arbeit, Philosophical Transactions, London 1883 -- Collected Scientific Papers **2**, S. 50 (Cambridge Press), sowie die theoretische Arbeit, Philosophical Transactions, London 1895 = Coll. Scient. Papers **2**, S. 535. Ferner einige Vorträge in der R-Institution of London, Coll. Scient. Pap, **2**, S. 153, S. 524.

22) Amsterdamer Akademie Verslagen, Mai 1897.

23) Vgl. insbesondere Coll. Scient. Papers **2**, S. 537.

24) Z. B. die zusammenfassende Arbeit von Forchheimer, Zeitschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **45**, 1901, S. 1736.

25) Philosophical Transactions, London 1886 = Coll. Scient. Papers **2**, S. 228.

26) Ztschr. d. Vereins deutscher Ingenieure **46**, 1902, S. 341 und Mitteilungen über Forschungsarbeiten. (Berlin bei Springer) Heft 7.

27) Die Arbeit ist im Erscheinen begriffen in der Ztschr. für Mathematik und Physik (herausgeg. von Mehmke und Runge).

O. Fischer (Leipzig), Physiologische Mechanik[1]).

Die Physiologie hat von jeher der Mechanik die mannigfaltigsten Aufgaben gestellt. So hat sie beispielsweise die Anregung gegeben zu einer Mechanik des Kreislaufes, einer Mechanik der Verdauung, einer Mechanik der Atmung, einer Entwickelungsmechanik, wobei allerdings der Begriff „Mechanik" nicht immer in der üblichen engen und präzisen Fassung, sondern zum Teil in einem allgemeineren philosophischen Sinne verwendet worden ist. Die Physiologie hat weiterhin die Mechanik nicht nur zur Erklärung der Körperform und von mancherlei Einrichtungen im Bau bestimmter Abschnitte des pflanzlichen und tierischen Organismus, sondern auch für das Verständnis der Funktion und der Arbeitsleistungen derselben zu Rate gezogen.

Das physiologische Hauptanwendungsgebiet für die Mechanik bildet dagegen die Lehre von den Gliederbewegungen des Menschen und der Tiere, sei es, dass dieselben zum Zwecke der Lokomotion, sei es, dass sie zur Verrichtung irgend einer anderen Arbeit ausgeführt werden. Man bezeichnet diesen Teil der Physiologie, auf den sich der Vortrag ausschliesslich bezieht, zweckmässig als „physiologische Mechanik im engeren Sinne." Da dieselbe sich mit ganz eigentümlichen Problemen an die Mechanik wendet, so erscheint sie in besonderem Masse geeignet, auch rückwärts befruchtend auf den abstrakten Ausbau der Mechanik einzuwirken.

In dem Vortrag ist nun ein Überblick über die sich darbietenden Probleme und ihre bisherigen Lösungen gegeben worden.

Von einer physiologischen Mechanik, welche es sich zur Aufgabe stellt, die Gliederbewegungen des menschlichen und tierischen Körpers mit den exakten Mitteln der Mathematik und Mechanik zu untersuchen, kann man im Grunde erst reden, seitdem die Brüder Wilhelm und Eduard Weber durch ihre klassischen Untersuchungen über die Mechanik der menschlichen Gehwerkzeuge den Beweis erbracht haben, dass Bewegungen des Menschen, insbesondere solche, welche er beim Gehen und Laufen ausführt, einer exakt mechanischen Behandlung zugänglich sind. Es haben zwar die grossen Naturforscher und Mediziner des Altertums, wie Aristoteles und Galen, auch schon den Bewegungen des Menschen, namentlich den Lokomotionsbewegungen ihr Interesse zugewendet, und es sind auch später, so im 17. Jahrhundert, dem Zeitalter eines Huyghens, Newton, Leibniz, von verschiedenen Naturforschern, wie Fabricius ab Aquapendente, Gassendi und vor allen Dingen Borelli, ferner im 18. Jahrhundert von Albrecht von Haller und Barthez, und im ersten Drittel des 19. Jahrhunderts von Magendie, Roulin, Gerdy und Poisson Untersuchungen über das Gehen und Laufen angestellt worden. Bei allen diesen Untersuchungen handelte es sich jedoch mehr um theoretische Spekulationen, welche der empirischen Grundlagen ermangelten. Versuche zur Feststellung der bei der Lokomotion und anderen Gliederbewegungen des Menschen befolgten Bewegungsgesetze und der durch die Gelenkverbindungen zwischen den einzelnen Teilen des Körpers gesetzten Bedingungen für

1) Sitzung der naturwissenschaftlichen Hauptgruppe am 24. Sept. 1903.

die Bewegungen und der Ursachen derselben sind mit Ausnahme einiger Messungen von Gassendi und Borelli nicht angestellt worden.

Es ist daher nicht zu verwundern, dass man vor dem Erscheinen der Mechanik der menschlichen Gehwerkzeuge zu klaren Begriffen über die Bewegungen des menschlichen Körpers nicht gekommen ist. —

Während die technische Mechanik sich zwar ihre Probleme nicht stellen kann, aber doch eine gewisse Freiheit in Bezug auf Material, Gestalt, Massenverteilung und Gliederung bei der Herstellung ihrer Maschinen besitzt, findet die auf lebende Organismen angewandte Mechanik die Objekte ihrer Untersuchungen fertig in der Natur vor. Ein wesentlicher Teil ihrer Aufgaben hat sich daher mit der Feststellung der rein mechanischen Eigenschaften des lebenden Körpers zu beschäftigen. Insbesondere hat sie eingehende Untersuchungen anzustellen über die Art der Gelenkverbindungen, über die Dimensionen und die Massenverteilung bei den einzelnen Körperteilen, soweit die letztere durch Schwerpunktslage und Grösse der Trägheitsmomente für alle Schwerpunktsachsen charakterisiert wird, bevor sie die sich darbietenden kinetischen Probleme in Angriff nehmen kann. Da der menschliche und auch der tierische Körper in der Regel einen viel verwickelteren Bau, insbesondere eine viel mannigfaltigere Gliederung aufweisen als die meisten Maschinen, so sieht sie sich mehr als sonst eine angewandte Wissenschaft zu vereinfachenden und zum Teil schematisierenden Annahmen über die Natur ihrer Untersuchungsobjekte gezwungen, um das mechanische Verhalten des Organismus überhaupt erst der mathematischen Behandlung zugänglich zu machen.

Die Probleme der physiologischen Mechanik, welche man bis jetzt exakt gelöst hat, sind nicht sehr zahlreich. Der Grund für diese Thatsache ist zum Teil darin zu suchen, dass man mit unzureichenden Mitteln an die Untersuchungen herangegangen ist, zum Teil auch darin, dass die hierzu notwendigen anatomischen Grundlagen vor nicht allzu langer Zeit erst gewonnen worden sind. Noch zur Zeit der Brüder Weber kannte man weder Masse und Schwerpunktslage, noch Trägheitsmomente der verschiedenen Körperteile, so dass sich die beiden Forscher für ihre Theorien der verschiedenen Lokomotionsarten zu den weitgehendsten Schematisierungen, wie Steifheit der ganzen unteren Extremitäten, Verlegung der Masse des Beines und der Masse des ganzen Körpers nach je einem Punkte u. a. m. gezwungen sahen. Auch den Beispielen der Anwendung von Sätzen der Mechanik auf lebende Wesen, welche man gelegentlich in den Lehrbüchern der Mechanik findet, hat man ähnliche vereinfachende Annahmen zu Grunde legen müssen. Ausserdem hat man in dem abstrakten Ausbau der Mechanik bisher zu wenig den besonderen Bedürfnissen der Biologie Rechnung getragen.

Von anatomischer Seite ist bis jetzt hauptsächlich nur der menschliche Körper auf seine mechanischen Eigenschaften genauer untersucht worden, und zwar sind auch nur für die grösseren Abschnitte desselben Schwerpunktslage und Trägheitsmomente bestimmt worden. Es erstrecken sich daher die Anwendungen der Mechanik vor allen Dingen auf den menschlichen Körper. Soweit sie kinetischer Natur sind, beziehen sie sich in letzter Linie auf die Thätigkeit der Muskeln und behandeln teils Fragen der Muskelstatik, teils solche der Muskeldynamik; insofern sie dagegen nur rein kinematischen Verhältnissen gewidmet sind, haben sie entweder die Untersuchung der Gelenke des menschlichen Körpers zum Gegenstand, oder sie beschäftigen sich mit der empirischen Feststellung und kinematischen Analyse bestimmter Bewegungsvorgänge des lebenden Körpers, wie z. B. der Lokomotion.

Was zunächst die Gelenke des Menschen und der Tiere anlangt, so unterscheiden sich dieselben von den in der Technik verwendeten Gelenken wesentlich durch den Umstand, dass die Flächen, mit welchen benachbarte Knochen in einem Gelenk in Berührung kommen, keine starre Form aufweisen. Alle Gelenkenden der Knochen sind mit einer, an grösseren Gelenken des Menschen bis zu 5 mm dicken Knorpelschicht überzogen, die sich unter Druck deformieren lässt. Da im Leben die Gelenke stets unter einem durch verschiedene Ursachen, wie Muskelspannung, Bänderspannung, Luftdruck u. a. hervorgerufenen veränderlichen Drucke stehen, so werden die in Betracht kommenden genauen Formen der Gelenkflächen im Grunde erst während der Bewegung gebildet; dieselben lassen sich daher an anatomischen Präparaten nicht mit Sicherheit feststellen, sondern nur auf Grund der anatomischen Befunde theoretisch erschliessen. Daraus erklärt sich auch zum Teil der grosse Formenreichtum in den organischen Gelenken und die Thatsache, dass an Präparaten niemals genaue Kongruenz der beiden Gelenkflächen nachzuweisen ist.

Es giebt im Organismus Gelenke, bei denen die Flächen während der Bewegung in ausgedehntem Kontakt bleiben, und es giebt solche, bei denen die Berührung der Flächen verhältnismässig beschränkt ist. Während bei jenen die Bewegung in einem Gleiten der beiden Gelenkflächen gegeneinander bestehen muss, ist bei diesen mit dem Gleiten in der Regel gleichzeitig ein Rollen verbunden, wie es z. B. beim Kniegelenk der Fall ist. In solchen Gelenken ist dann auch die Form der Gelenkflächen in

geringerem Masse bestimmend für die Bewegung wie bei denen der ersten Art. Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen Gelenkform und Gelenkbewegung haben es daher in erster Linie mit den Gelenken zu thun, bei welchen während der Bewegung ausgedehnte Berührung der beiden Flächen stattfindet.

Während bei starrem Material nur wenige Flächenarten, nämlich nur die Schraubenflächen mit ihren speziellen Arten, den Rotationsflächen und Prismen- beziehungsweise Cylinderflächen, für Gelenke mit Flächenkontakt verwendet werden können, ist die Mannigfaltigkeit der möglichen Gelenkformen im Organismus an sich eine unbegrenzte. Da jedoch die Deformation der Gelenkknorpelschicht über eine gewisse Grenze nicht hinausgehen kann, so lehnen sich die Formen der Gelenkflächen immerhin im allgemeinen an die Schraubenflächen und ihre speziellen Arten an. So findet man bei zahlreichen Gelenken des menschlichen und tierischen Körpers wenigstens annähernd den Typus der Rotationsflächen verwirklicht, so z. B. beim Hüftgelenk, Schultergelenk, Ellbogengelenk, oberen Sprunggelenk, den Fingergelenken u. a. In diesen Fällen wird die Deformierbarkeit des Knorpels in erster Linie dazu verwendet, die Abweichungen von der Form reiner Rotationsflächen und die Inkongruenzen zwischen den zusammengehörenden Flächen eines Gelenks auszugleichen, ohne die Bewegungsfreiheit im Gelenk zu ändern. Es kommen aber auch Gelenke vor, in denen die Deformierbarkeit der Gelenkflächen der Grund für eine Vergrösserung der Bewegungsfreiheit wird. Dies ist der Fall, wenn der bei starrem Material aus der Form der Gelenkflächen herrührende Zwang zur Unterdrückung gewisser Bewegungsarten für bestimmte Richtungen relativ so klein ist, dass er bei etwas deformierbaren Gelenkflächen nahezu verschwindet.

Ein Beispiel hierfür liefern die Sattel- und Sphäroidflächen, welche man vielfach im menschlichen und tierischen Organismus vorfindet. Dieselben lassen sich infolge der Deformierbarkeit des Gelenkknorpels zwar in ihrer Form nicht streng geometrisch definieren; man kann aber bestimmte Grenzformen angeben, zwischen welchen die Gelenkflächen liegen müssen, wenn die Deformierbarkeit des Knorpels ausreichen soll, um ein Gleiten der beiden Gelenkflächen aufeinander mit ausgedehntem Flächenkontakt zu ermöglichen. So schliessen sich beispielsweise die Flächen der Sattel- und Sphäroidgelenke in ihrer Form eng an die hyperbolisch beziehungsweise elliptisch gekrümmten Teile einer Kreisringfläche an.

Beide Flächenarten gestatten nun unter Inanspruchnahme der Deformierbarkeit des Knorpelüberzugs innerhalb gewisser Grenzen Drehungen um alle Gelenkachsen, welche auf der mittleren Flächennormale senkrecht stehen, schliessen dagegen eine Drehung um die Flächennormale selbst nahezu aus. Derartige Sattel- und Sphäroidgelenke besitzen daher mit grosser Annäherung nur 2 Grade der Freiheit.

Während man bei starrem Material nur eine einzige Fläche findet, welche dem Gelenk zwei Grade von Bewegungsfreiheit verleihen würde, nämlich die Kreiscylinderfläche, lassen sich, wie die angeführten Beispiele lehren, bei Gelenken mit deformierbaren Flächen noch auf andere Weise 2 Grade der Freiheit erreichen.

Dass überhaupt Gelenke von grösserer Bewegungsfreiheit im Organismus vertreten sind, bedingt einen weiteren charakteristischen Unterschied von den in der Technik verwendeten Gelenken.

Während die letzteren entweder schon durch die Form ihrer Flächen zwangläufig sind, oder doch nur mit 1 Grad von Bewegungsfreiheit verwendet werden, besitzen viele Gelenke des menschlichen und tierischen Körpers nicht nur 2, sondern sogar 3 Grade der Freiheit.

Während ferner die Glieder einer Maschine nur zu zwangläufig geschlossenen kinematischen Ketten im Reuleauxschen Sinne vereinigt sein dürfen, kommen im menschlichen und tierischen Körper zwar auch geschlossene Ketten vor, wie z. B. am menschlichen Thorax, an den Kiefern einiger Giftschlangen, am Schnabel und Vorderarm der Vögel. In den meisten Fällen hat man es dagegen mit offenen kinematischen Ketten zu thun. Ich verweise in dieser Hinsicht nur auf die Extremitäten des Menschen und vieler Tiere, bei denen infolgedessen im allgemeinen die relative Bewegungsfreiheit mit der gegenseitigen Entfernung zweier Glieder der Extremitäten zunimmt.

Von besonderem Interesse für die physiologische Mechanik sind nun Untersuchungen über die Art der Gelenkbewegungen.

Handelt es sich um ein Gelenk von 1 Grad der Freiheit, so empfiehlt es sich in dem Falle, dass man es nicht mit einer festen Gelenkachse zu thun hat, die beiden windschiefen Flächen abzuleiten, welche während der Bewegung im Gelenk nach dem von Reuleaux eingeführten Sprachgebrauch aufeinander abschroten. Da die meisten Gelenke wenigstens annähernd einen festen Gelenkmittelpunkt aufweisen, so vereinfacht sich die Aufgabe dahin, die zwei aufeinander abrollenden Kegel der instantanen Drehungsachsen zu bestimmen, von denen jeder in einem der beiden durch das Gelenk miteinander verbundenen Körperteile festliegt. Um diese Aufgabe zu lösen, muss man sich natürlich zunächst dadurch eine genaue Kenntnis der Relativbewegung des einen Körperteils zum anderen verschaffen, dass man die Bahnen dreier nicht in gerader Linie liegender Punkte auf

empirischem Wege bestimmt. Hierzu eignet sich vor allen Dingen die Momentphotographie; dieselbe ermöglicht auch am einfachsten die für die weitere Untersuchung notwendige eindeutige Beziehung der drei Bahnkurven aufeinander.

Eine derartige kinematische Analyse ist beispielsweise für das, einen Teil des menschlichen Ellenbogengelenks bildende Gelenk zwischen dem Oberarmknochen und dem Ellenknochen des Unterarms ausgeführt worden.

Bei Gelenken von 2 Graden der Freiheit hat die Untersuchung vor allen Dingen ihr Augenmerk auf die ∞^1 Achsen zu richten, um welche der eine Körperteil relativ zum anderen von jeder Gelenkstellung aus im Leben gedreht werden kann. Dieselben liegen stets in einer Ebene, und die einzelnen Fälle unterscheiden sich nur durch die Lage dieser Achsenebene zu den beiden Körperteilen.

Soweit die Gelenke des menschlichen Körpers von 2 Graden der Freiheit bis jetzt untersucht worden sind, hat sich ergeben, dass im Organismus hauptsächlich zwei verschiedene Typen verwirklicht sind. Bei dem einen Typus steht die Achsenebene in jeder Gelenkstellung senkrecht zu der Halbierungslinie des Winkels, den eine bestimmte Gerade des einen Körperteils mit einer bestimmten Geraden des anderen bildet, wobei für eine ausgezeichnete Gelenkstellung, die sogenannte Primärstellung des Gelenks, diese beiden Geraden und die zwischen ihnen liegende Winkelhalbierende zusammenfallen. Bei dem anderen Typus geht die Achsenebene in jedem Falle durch je eine bestimmte Gerade beider Körperteile hindurch.

Der erste Bewegungsmodus findet sich, so weit die Untersuchung bisher zu Resultaten geführt hat, mehr oder weniger genau befolgt in allen den Gelenken des menschlichen Körpers, welche zwar am Präparat 3 Grade der Freiheit, dagegen im Leben nur 2 Grade der Freiheit aufweisen. Dies ist beispielsweise der Fall bei den Bewegungen des Auges in der Augenhöhle, ferner in den Gelenken an der Basis der mittleren Finger, im Handgelenk. Der erste Bewegungsmodus tritt aber auch in Gelenken auf, welche nur durch die Deformierbarkeit des Knorpels auf 2 Grade der Freiheit gebracht sind, also z. B. in Sattel- und Sphäroidgelenken. Entdeckt wurde dieses Bewegungsgesetz zuerst am Auge von Listing und führt deshalb den Namen des Listingschen Gesetzes.

Der andere Bewegungsmodus hat sich bisher nur bei Gelenken vorgefunden, welche schon am Präparat infolge besonderer anatomischer Einrichtungen 2 Grade der Freiheit besitzen. Dies ist z. B. der Fall beim Gelenk zwischen dem Speichenknochen des Unterarmes und dem Oberarmknochen, wo durch die Verkettung beider Knochen mit dem Ellenknochen, und beim Kniegelenk, wo durch eine eigentümliche Anordnung der Gelenkbänder die 2 Grade der Freiheit hergestellt werden.

Die im menschlichen Körper auftretenden Gelenke von 3 Graden der Freiheit besitzen fast alle einen nahezu festen Gelenkmittelpunkt, so dass die beiden Relativbewegungen ziemlich genau sphärisch sind, wie z. B. beim Hüftgelenk und Schultergelenk.

Was nun die kinetischen Probleme der physiologischen Mechanik anlangt, so hat man sich vor allen Dingen die Bewegungsgleichungen des menschlichen oder tierischen Körpers zu verschaffen. Für die Ableitung derselben empfiehlt es sich, diejenige Form der Lagrangeschen Differentialgleichungen zu Grunde zu legen, bei der allgemeine Koordinaten verwendet sind, welche die Lage und Gestalt des lebenden Körpers vollständig und in eindeutiger Weise bestimmen. Um eine Stellung des menschlichen Körpers im Raume eindeutig zu charakterisieren, braucht man ausser den drei räumlichen Koordinaten eines Punktes desselben, etwa des Gesamtschwerpunktes, nur noch Winkelkoordinaten, welche die Richtung der n Körperteile, in die man sich den Körper zerlegt denkt, im Raume festlegen. Wären alle Gelenke Kugelgelenke, also solche von 3 Graden der Freiheit, so würde jeder Körperteil drei Richtungskoordinaten erfordern, etwa die sogenannten Eulerschen unsymmetrischen Winkel, und man hätte im ganzen $3n + 3$ allgemeine Koordinaten; ebenso gross wäre natürlich dann auch die Anzahl der Freiheitsgrade, welche das ganze Gelenksystem besitzen würde. Durch den Umstand, dass die meisten Gelenke weniger wie 3 Grade der Freiheit aufweisen, verringert sich die Anzahl der erforderlichen allgemeinen Koordinaten. Berücksichtigt man insbesondere nur ebene Bewegungen des ganzen Körpers, so beträgt die Anzahl der allgemeinen Koordinaten, und dementsprechend die der Freiheitsgrade des Systems, nur noch $n + 2$, da man in diesem Falle die Lage des Gesamtschwerpunktes durch zwei Koordinaten und die Richtung jedes Körperteiles durch einen Winkel eindeutig bestimmen kann. In erster Annäherung stellt z. B. der Gang des Menschen in gerader Richtung eine ebene Bewegung dar, wobei man zunächst von den Drehungen des Rumpfes und der Extremitäten um ihre Längsachsen und den seitlichen Schwankungen derselben absieht.

Infolge der grossen Anzahl der allgemeinen Koordinaten werden nun die Bewegungsgleichungen nicht nur sehr zahlreich, sondern jede einzelne erscheint auch zunächst in sehr verwickelter, ausgedehnter und wenig übersichtlicher Form, wodurch die Verwendung derselben zur Lösung von kinetischen Problemen

sehr erschwert wird. Da ist es geradezu eine Lebensfrage für die physiologische Mechanik, die Form der Gleichungen möglichst zu vereinfachen und für die Anwendung geeigneter zu machen.

Es lässt sich nun nachweisen, dass eine wesentliche Vereinfachung und auch zugleich grössere Anschaulichkeit der Untersuchung durch Einführung gewisser Massensysteme und fester Punkte innerhalb der einzelnen Glieder erzielt werden kann. Das Prinzip, nach welchem diese Systeme und Punkte für den menschlichen Körper abgeleitet werden, ist folgendes: Unter der für alle grösseren Gelenke ziemlich genau zutreffenden Annahme eines unveränderlichen Gelenkmittelpunktes denke man sich im Mittelpunkte eines jeden Gelenks, das einen Körperteil begrenzt, die Masse desjenigen Körperabschnittes konzentriert, welcher nach Durchschneidung des Gelenks abfallen würde. Es wären demnach beispielsweise für den rechten Oberschenkel im rechten Kniegelenk die Massen des rechten Unterschenkels und Fusses, und im rechten Hüftgelenk die Massen des Rumpfes, des Kopfes, des ganzen linken Beines und der beiden Arme zu vereinigen. Man erhält auf diese Weise für jeden Körperteil ein Massensystem, welches die Gesamtmasse des ganzen menschlichen Körpers besitzt. Dieses bezeichne ich als „das dem betreffenden Körperteil zugehörige reduzierte System". Den Schwerpunkt eines jeden reduzierten Systems, der, wie man sieht, einen festen Punkt des dem System zu Grunde liegenden Körperteils darstellt, nenne ich „den Hauptpunkt des letzteren". Die Strecken endlich, welche die Mitten der einen Körperteil begrenzenden Gelenke mit dem Hauptpunkte desselben verbinden, sollen den Namen Hauptstrecken des Körperteils führen.

Es stellt sich nun heraus, dass die Hauptpunkte in der Mechanik eines aus n Gliedern zusammengesetzten Gelenksystems, gleichgültig ob es sich um den menschlichen Körper oder irgend eine verwickelte Maschine handelt, eine ähnliche Rolle spielen, wie der Schwerpunkt bei einem einzelnen starren Körper.

Zunächst stehen die Hauptpunkte der einzelnen Körperteile in sehr engem Zusammenhang sowohl mit dem in seiner Lage fortwährend wechselnden Gesamtschwerpunkt des ganzen Gliedersystems, als auch mit den Schwerpunkten der aus mehreren der n Glieder zusammengesetzten Teilsysteme. Man gelangt nämlich beispielsweise stets zu dem Gesamtschwerpunkt, wenn man beim menschlichen Körper von irgend einem Hauptpunkte aus die Vektorsumme der zu den übrigen Körperteilen gehörenden $n-1$ Hauptstrecken bildet, welche dem Hauptpunke, von dem man ausgeht, innerhalb des menschlichen Körpers am nächsten liegen. Eine weitere, damit zusammenhängende Eigenschaft des Hauptpunktes eines Körperteils ist die, dass er den Angriffspunkt der vertikal nach unten ziehenden Resultante darstellt, mit welcher die Gesamtschwere des ganzen Körpers auf den betreffenden Körperteil zunächst unmittelbar und ausserdem durch Vermittelung der Gelenkverbindungen statisch einwirkt.

Auch die Ableitung der lebendigen Kraft des in irgend welcher Bewegung befindlichen Gelenksystems erfährt durch die Einführung der Hauptpunkte eine wesentliche Vereinfachung. Dies beruht auf folgender Eigenschaft der Hauptpunkte: Erteilt man dem System eine unendlich kleine Verrückung, bei welcher der Gesamtschwerpunkt an seiner Stelle bleibt, und nur die zu einem einzigen Körperteil gehörenden Winkelkoordinaten sich ändern, während alle andern konstant bleiben, so besteht die Verrückung in einer Drehung dieses Körperteils mit gleichzeitiger Translation aller anderen Körperteile. Die Achse dieser Drehung muss nun in jedem Falle durch den Hauptpunkt des betreffenden Körperteils hindurch gehen, wenn der Gesamtschwerpunkt seine Lage im Raume beibehalten soll. Daraus ergiebt sich aber ohne weiteres, dass der aus n Gliedern zusammengesetzte menschliche Körper aus einer beliebigen Stellung in eine unendlich benachbarte mit derselben Lage des Gesamtschwerpunktes dadurch übergeführt werden kann, dass man ihm nacheinander n unendlich kleine Verrückungen erteilt, bei welchen immer nur je ein Glied um eine Achse seines Hauptpunktes unendlich wenig gedreht wird, während alle anderen Glieder gleichzeitig Translationen ausführen. Durch diese Eigenschaft der Hauptpunkte ist man aber in den Stand gesetzt, in relativ einfacher Weise den Ausdruck für die lebendige Kraft des menschlichen Körpers für seine Bewegungen um den Gesamtschwerpunkt abzuleiten, während andererseits der geschilderte Zusammenhang der Hauptpunkte mit dem Gesamtschwerpunkt in bestimmten Fällen leicht den aus der Bewegung des Gesamtschwerpunktes herrührenden Teil der lebendigen Kraft gewinnen lässt.

Wie die Schwerpunkte der reduzierten Systeme, d. h. also die Hauptpunkte der zugehörigen Körperteile, eine wichtige Rolle bei der Aufstellung der lebendigen Kraft und der aus ihr abgeleiteten Bewegungsgleichungen spielen, so ermöglicht ferner die Einführung der Trägheitsmomente und Trägheitsradien der reduzierten Systeme eine wesentliche Vereinfachung der Formeln. Sie bringen es mit sich, dass schliesslich die fertigen Ausdrücke für die lebendige Kraft wie für die Differentialgleichungen der Bewegung nur die Gesamtmasse des ganzen Körpers, nicht aber die Massen der einzelnen

Körperteile in expliciter Form enthalten. Der Einfluss, welchen die letzteren auf den Wert der lebendigen Kraft ausüben, kommt ausschliesslich in den Längen der Hauptstrecken und der Trägheitsradien der reduzierten Systeme zur Geltung.

Der wesentlichste Vorteil aber, welcher durch die Einführung der reduzierten Systeme erzielt wird, liegt darin, dass man durch sie zu einer sehr einfachen und zugleich anschaulichen Interpretation der fertigen Bewegungsgleichungen gelangt. In dem Falle ebener Bewegung ergeben sich beispielsweise für den aus n Gliedern bestehenden Körper $n + 2$ Differentialgleichungen. Zwei von denselben geben den bekannten Satz von der Bewegung des Gesamtschwerpunktes wieder. Die übrigen n sagen dagegen aus, dass bei ebener Bewegung das h^{te} reduzierte System sich so um die zur Bewegungsebene senkrechte Achse seines Schwerpunktes, d. h. also hier des Hauptpunktes des h^{ten} Körperteils dreht, als ob ausser den direkt am Körperteil angreifenden Kräften alle an den übrigen Körperteilen angreifenden Kräfte parallel nach dem nächsten Gelenkmittelpunkte des h^{ten} Körperteils verlegt wären, wobei den Kräften immer die in entgegengesetzter Richtung genommenen Effektivkräfte der zu diesen Gelenkmittelpunkten relativen Bewegungen zuzurechnen sind. Diese einfache Interpretation der zu den einzelnen reduzierten Systemen gehörenden sehr verwickelten Differentialgleichungen wirft nicht nur Licht auf die gegenseitige Beeinflussung der verschiedenen Körperteile in ihren Bewegungen, sondern erlaubt es auch, die Differentialgleichungen im gegebenen Falle unter Berücksichtigung der Beziehungen der Hauptpunkte zu dem Gesamtschwerpunkt und den Schwerpunkten der Teilsysteme sofort in der einfachsten Form anzuschreiben.

Die kinetischen Probleme der physiologischen Mechanik lassen sich nun der Hauptsache nach in zwei Gruppen ordnen.

Die Aufgaben der einen Gruppe fragen nach den Bewegungen der Körperteile, welche ein oder mehrere Muskeln bei ihrer Kontraktion unter gegebenen Verhältnissen, in der Regel bei gleichzeitiger Wirksamkeit anderer innerer und äusserer Kräfte hervorbringen. Eine exakte Lösung derselben scheitert in vielen Fällen an der Unmöglichkeit der Integration der Differentialgleichungen. Soweit bei diesen Aufgaben die Spannungen der Muskeln als bekannt vorausgesetzt werden, besitzen sie ausserdem für die Physiologie mehr rein theoretisches als praktisches Interesse. Denn es ist bisher weder gelungen, die Spannung eines Muskels am lebenden Körper direkt zu messen, noch einem Muskel, etwa durch elektrische Reizung, eine bestimmt angebbare Spannung zu erteilen. Immerhin giebt es manche der ersten Gruppe zufallende Probleme, welche allgemein lösbar sind, weil sie nicht von der Grösse der Spannung der Muskeln und der Integrationsmöglichkeit der Differentialgleichungen abhängen. Hierher gehören beispielsweise die Fragen nach der Wirkungsweise eines isoliert aus der Ruhe sich kontrahierenden Muskels bei Ausschluss aller anderen Krafteinwirkungen. Es sind dabei weniger die absoluten Grössen der von einem Muskel verursachten Gelenkbewegungen von Interesse, als vielmehr die Verhältnisse der in den verschiedenen Gelenken eintretenden Anfangsdrehungen. Diese Verhältnisse sind aber, wie aus den Bewegungsgleichungen hervorgeht, von dem Werte der Muskelspannung unabhängig. Da die kleinen Anfangsdrehungen bei der Bewegung aus der Ruhe den Winkelbeschleunigungen in den Gelenken proportional sind, so verwendet man in diesen Fällen die Differentialgleichungen der Bewegung dazu, unter Vernachlässigung der in ihnen auftretenden Winkelgeschwindigkeiten, die ja bei der Bewegung aus der Ruhe zunächst den Wert Null besitzen, die Verhältnisse der Winkelbeschleunigungen zu berechnen. Diese Verhältnisse, welche dabei als Funktion der Trägheitsradien der reduzierten Systeme und der Hauptstrecken der in Frage kommenden Körperteile erscheinen, stellen dann das kinetische Mass für die Wirkungsweise eines Muskels dar.

In der angegebenen Weise ist das kinetische Mass für eine ganze Reihe von Muskeln der oberen und unteren Extremität bestimmt worden. Es ist dabei besonders hervorzuheben, dass ein Muskel nicht nur auf die Gelenke einwirkt, über welche er sich im menschlichen Körper ausspannt, sondern dass bei seiner Kontraktion im allgemeinen auch ausserhalb seines scheinbaren Wirkungsbereiches liegende Gelenke in Drehung versetzt werden, eine Thatsache, welche lange Zeit von den Physiologen und Anatomen verkannt worden war.

Eine zweite Gruppe von kinetischen Aufgaben der physiologischen Mechanik setzt den Bewegungszustand des menschlichen Körpers für den ganzen Verlauf einer Bewegung als bekannt voraus und fragt nach den Muskeln, welche diese Bewegung im Verein mit äusseren Kräften erzeugen, sowie nach ihrer Spannung. Diese Aufgaben, in denen auch rein statische Probleme, die sich auf Ruhehaltungen des menschlichen Körpers beziehen, mit inbegriffen sind, haben für die Physiologie grossen Wert. Ihre Lösung bildet in gewissem Sinne das Endziel aller Forschung auf dem Gebiete der Muskeldynamik. Probleme dieser Art sind im Prinzip mit Hilfe der Differentialgleichungen immer lösbar; denn es ist ja nur eine Frage der Technik, die Bewegungen des lebenden Körpers

z. B. bei irgend einer Lokomotionsart oder der Leistung einer mechanischen Arbeit, so genau zu messen, dass auch die in den Differentialgleichungen auftretenden Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der einzelnen Körperteile und die Drehungsmomente der äusseren Kräfte, wie der Schwere, für jede Phase der Bewegung bestimmt werden können. Hierbei leistet die Momentphotographie unschätzbare Dienste.

Für die kinematische Analyse irgend einer Bewegung des menschlichen Körpers genügt es, die räumliche Bewegung einzelner, zweckmässig ausgewählter Punkte der verschiedenen Körperteile möglichst genau empirisch festzustellen. Dies lässt sich am exaktesten dadurch erreichen, dass man diese Punkte auf elektrischem Wege intermittierend selbstleuchtend macht. Man bringt zu dem Zwecke an den betreffenden Stellen des Körpers entweder Funkenstrecken oder kleine Geisslersche Röhren von kapillarem Lumen an und schickt durch alle den Strom eines Induktors, dessen Unterbrechungen man etwa mit Hilfe einer Stimmgabel auf genau gleiche Zeitintervalle gebracht hat. Dann lassen sich im dunkeln Zimmer zu gleicher Zeit von beliebig vielen Seiten mit Hilfe gewöhnlicher photographischer Apparate Momentbilder der Bewegung erzielen, ohne dass man genötigt wäre, besondere Momentverschlüsse an den Apparaten anzubringen. Dadurch, dass man die Unterbrechung der Exposition auf diese Weise gewissermassen in das leuchtende Objekt selbst verlegt, erreicht man die für die kinematische Analyse der Bewegungen absolut notwendige Gleichzeitigkeit der in verschiedenen Richtungen aufgenommenen Serienbilder. Man hat dann nur noch die auf jeder Platte befindlichen Serien genau auszumessen, um den ganzen Bewegungsvorgang auf ein räumliches Koordinatensystem beziehen und auf Grund dieser Koordinatenbestimmung die kinematische Analyse vornehmen zu können.

Hat man sich nun so auf empirischem Wege eine eingehende Kinematik des zu untersuchenden Bewegungsvorganges verschafft, so kann man dann die Differentialgleichungen der Bewegung dazu verwenden, für jeden Körperteil das resultierende Drehungsmoment sämtlicher auf denselben einwirkenden Muskeln zu berechnen. Es ist zuletzt Sache einer weiteren, der Muskelstatik angehörenden Untersuchung, dieses resultierende Drehungsmoment auf die einzelnen Muskeln zu verteilen.

Soweit Aufgaben dieser zweiten Gruppe bisher in Angriff genommen worden sind, beziehen sich dieselben fast durchweg auf die Lokomotion des Menschen und der Tiere.

Was insbesondere die Lokomotion des Menschen anlangt, so stammen, wie schon oben angeführt wurde, die ersten ausgedehnten exakten Untersuchungen von den Brüdern Weber. Denn diese haben zum ersten Male versucht, mit den ihnen damals zu Gebote stehenden Hilfsmitteln das beim Gehen, Laufen und Springen befolgte Bewegungsgesetz so genau wie möglich festzustellen. Da ihnen die Momentphotographie noch keine Dienste leisten konnte, so sahen sie sich allerdings genötigt, die Resultate ihrer Messungen durch manche Hypothesen zu ergänzen. Auf dieser Grundlage bauten sie dann mit Hilfe der Lagrangeschen Bewegungsgleichungen ihre Theorien des Ganges, des Eillaufes und des Sprunglaufes auf, welche wenigstens über die Art der die Bewegung des Gesamtschwerpunktes beeinflussenden äusseren Kräfte und über die gegenseitige Einwirkung von Rumpf und Extremitäten eine bestimmte Vorstellung vermitteln. Auf die Thätigkeit der einzelnen Muskelgruppen konnten sie dagegen infolge des allzu hypothetischen Charakters ihrer kinematischen Grundlagen, die sich überdies neuerdings als unhaltbar herausgestellt haben, und infolge der sehr weitgehenden Vereinfachungen bei der Aufstellung der Bewegungsgleichungen ihre Untersuchungen nicht ausdehnen. Immerhin bedeutet die Webersche Mechanik der menschlichen Gehwerkzeuge den ersten Versuch, einen speziellen Bewegungsvorgang des menschlichen Körpers mit den exakten Mitteln der Mechanik aufzuklären.

Nachdem die mechanische Beschaffenheit der Körperteile, soweit sie sich durch Schwerpunktslage und Trägheitsmomente charakterisiert, für die sämtlichen grösseren Abschnitte des menschlichen Körpers durch eingehende Untersuchungen festgestellt worden war, und nachdem mit den jetzt der Forschung zur Verfügung stehenden Methoden und Hilfsmitteln, insbesondere durch die Momentphotographie, sich eine eingehende Kenntnis der Kinematik des Ganges und auch der Bewegungsgleichungen des menschlichen Körpers hatten gewinnen lassen, führte die Untersuchung nicht nur zu sichereren Resultaten über die äusseren Kräfte, insbesondere der vom Fussboden ausgeübten Reaktionen, sondern sie konnte auch schon zum Teil auf die zwischen den einzelnen Körperteilen wirksamen Muskelkräfte ausgedehnt werden. Es war nun auch der Weg geebnet zur exakten Lösung zahlreicher statischer Probleme, die sich zum Teil auf das Stehen, zum Teil auf andere Ruhehaltungen des ganzen Körpers oder einzelner Abschnitte desselben beziehen.

Diese Untersuchungen sind jedoch noch keineswegs abgeschlossen, wie ja überhaupt die physiologische Mechanik im engeren Sinne einen Zweig der Naturwissenschaft darstellt, für den bis jetzt nicht viel mehr als das Fundament geschaffen ist. Es bietet sich daher

dem Naturforscher hier noch ein weites Feld der Untersuchung dar.

Die Arbeit auf diesem Gebiete erscheint aber um so dankbarer, als die Zahl der Arbeiter zur Zeit noch sehr gering ist.

Diskussion zu den drei vorstehenden Vorträgen.

(Von den Beteiligten durchgesehen.)

Ostwald-Leipzig: Ich brauche nicht zu entwickeln, mit welcher Befriedigung ich den experimentellen Standpunkt betonen hörte, den die Mechanik allseitig, selbst in ihrem vollendetsten Teil „der Himmelsmechanik" zur Geltung bringt.

Ich darf vielleicht darauf hinweisen, dass selbst, wenn das Newtonsche Gravitationsgesetz als vollkommen gültig angenommen wird, daneben noch andere Gesetze als streng gültig angenommen werden, deren Zuverlässigkeit mir zweifelhaft erscheint, u. a. das Gesetz von der Erhaltung der Bewegung des Schwerpunktes. Dies Gesetz scheint mir durch die gewaltige neuere Entwickelung verletzt. Bartoli und Boltzmann haben auf den Druck aufmerksam gemacht, der durch die Lichtwirkung hervorgerufen wird: derselbe ist jetzt nicht nur theoretisch, sondern auch experimentell durch Lebedew nachgewiesen.

Denken wir uns nun ein System AB. A sei irgend eine chemische Kombination, die plötzlich entzündet werden kann und einen Lichtblitz von sich giebt, und in B befinde sich ein Körper in Bewegung, dessen Absorptionsvermögen das des schwarzen Körpers ist. Wenn der Lichtblitz erfolgt, so geht von A eine Lichtwelle aus, trifft auf den zweiten Körper, der infolgedessen seine Bewegung verändert, ohne jede korrelative Bewegung anderer Art. Also ist der Satz von der Erhaltung des Schwerpunkts nicht gültig.

Dass dies Umstände sind, welche auch Erörterungen bei den Astronomen veranlassen sollten, scheint mir nicht ausgeschlossen. Ich möchte daran die Hoffnung schliessen, dass in nicht zu ferner Zeit auch bei der Erörterung der Grundlagen der Geometrie der experimentelle Charakter auch dieser Wissenschaft ebenso deutlich zu Tage tritt, wie bei der Mechanik.

Zu den Ausführungen von Prof. Sommerfeld möchte ich in Anschluss an die bekannten Arbeiten von Castiglioni bemerken, dass vielleicht der Energiebegriff auch für das Bruchproblem von ähnlicher Bedeutung werden kann, wie er für das Festigkeitsproblem geworden ist. Der Begriff der Energiedichte kann dazu vielleicht ein Hilfsmittel werden. Die Energiedichte kann für keine Form der Energie über ein bestimmtes Mass hinaus gesteigert werden. Was wir Stoffe nennen, ist durch die Energiedichte charakterisiert. Sie wird vielleicht auch eine charakteristische Grösse für die Bruchfestigkeit werden. Ich möchte mich mit dieser Andeutung begnügen.

Klein-Göttingen: Über das Problem des Lichtdruckes hat Schwarzschild auch gearbeitet, ich überlasse ihm, darauf einzugehen. Die Energiedichte als Mass für die Bruchfestigkeit ist von Beltrami in Vorschlag gebracht worden, es hat sich das aber auch nicht bewährt. Irgend ein einfaches Kriterium für den Eintritt des Zerreissens kann es in praxi gar nicht geben, weil die technischen Materialien zu verschiedenartig sind. Wenn etwa ein Eisenstab reisst, dann sieht man unter dem Mikroskop die Struktur des Eisens, man sieht die relative Verschiebung und die individuelle Deformation einzelner Krystalle, so dass jeder Versuch, den Vorgang als einen kontinuierlichen schildern zu wollen, scheitert; das Eisen ist kein homogenes Kontinuum. Beim Bruch einer Mauer spielen Mörtel und Ziegelstein eine analoge Rolle.

Ich wollte hier noch die historische Seite hervorheben. Wieweit reichen die dreierlei Gebiete der Mechanik historisch zurück?

Bei der physiologischen Mechanik ist wohl wenig aus vergangenen Jahrhunderten zu erzählen; aber die technische Mechanik stand schon bei Galilei und seinen unmittelbaren Nachfolgern mit im Vordergrund. Zuvörderst entwickeln sich die allgemeine Himmelsmechanik und die technische parallel zu einander. Mit Newtons Prinzipien gleichzeitig ist Varignons Statik (um 1700). Im Laufe des 18. Jahrhunderts gehen die Bestrebungen allmählich auseinander, aber erst im 19. sehen wir die Disziplinen sich völlig isolieren. Erst vor 100 Jahren also ist die unheilvolle Trennung der technischen Disziplinen von den Naturwissenschaften eingetreten, die wir nun versuchen, wieder rückgängig zu machen. Nähere Ausführungen über diese geschichtlichen Verhältnisse finden Sie in der Antrittsrede von Prof. Heun in Karlsruhe, die im Dezember 1902 gehalten wurde; Sie finden sie abgedruckt in dem neuesten Hefte der Berichte der Mathematiker-Vereinigung.

Schwarzschild: Ich kann Ostwald erwidern, dass die Astronomen sich dieser Verletzung des Schwerpunktgesetzes bereits bewusst geworden sind. Für grosse Massen liegt sie jenseits der Genauigkeitsgrenzen, die ich vorhin erwähnt habe, für kleine Massen dagegen, Meteorstaub z. B., ist sie in Betracht zu ziehen.

Sommerfeld: Zu der Vermutung von Ostwald, dass vielleicht die Formänderungs-Energie das wahre Kriterium für den Bruch abgeben möchte, möchte ich bemerken, dass von Reuleaux dahin gehende Rechnungen bereits durchgeführt sind. Wenn man die Aus-

drucksweise von Ostwald benutzt, so ist die Kapazität ein und desselben Materials für elastische Energie in den verschiedenen Formen als Druck-, Torsions-Energie u. s. w. sehr verschieden. Es scheint hiernach nicht, dass man in der Energiedichte beim Eintreten eines Bruches eine Materialkonstante vor sich hat, die als Festigkeitszahl gelten kann. Wenn es aber allgemeine Sätze thermodynamischer Art giebt, die darauf hindeuten, so müsste man die Untersuchungen von neuem aufnehmen.

Drude-Giessen: Auch die Physiker sind sich schon lange bewusst, dass bei der Erscheinung, die Ostwald erwähnt, das Gesetz von der Erhaltung der Bewegung des Schwerpunktes nicht erfüllt ist. Dieses Gesetz gilt nur für ponderable Massen.

Beim Lichtdruck handelt es sich dagegen um einen Einfluss eines Ätherzustandes auf ponderable Materie. Diese Erscheinungen sind bisher am besten durch die Theorie von H. A. Lorentz dargestellt. Hier wird von vornherein auf das Prinzip der Erhaltung des Schwerpunktes verzichtet.

Ostwald: Ich habe die Bemerkung nicht mit dem Bewusstsein gemacht, dass sie etwa noch nicht gemacht ist, sondern um darauf hinzuweisen, dass neben der Frage der Genauigkeitsgrenze noch andere Fragen hineinspielen, die experimentell zu berücksichtigen sind.

Dann darf ich mich vielleicht noch mit ein paar Worten gegen Klein wenden, dass die einfache Betrachtung, die ich vorgeschlagen habe, bei Eisen nicht stattfindet. Das ist nicht zweifelhaft; denn das Eisen ist ein Gemenge von sehr vielen Stoffen, und es wäre unwahrscheinlich, bei seiner Prüfung ein einfaches Gesetz zu finden. Ein Material, das besser geeignet wäre, wäre vielleicht Glas oder ein anderer amorpher und isotroper Stoff, wo die einfache Volumenbetrachtung vielleicht ausreichend wäre.

Wenn man ein Material im Sinne einer Volumenvergrösserung beansprucht, so ist eine Trennungsfläche das Resultat, wenn das Material nicht aushält. Diese Trennungsfläche besitzt Oberflächenenergie und sie herzustellen, kostet eine Arbeit. Diese Arbeitsgrösse würde bei allen Beanspruchungen, die zur Bildung von Flächen führen, anzuwenden sein.

Runge-Hannover: Bei den Ausführungen von Prof. Schwarzschild ist mir der Gedanke gekommen, ob man nicht a priori sagen kann, dass die Frage nach der Stabilität des Weltsystems eine falsche ist, die keine Lösung finden kann. Denn es ist eine Frage nach dem Verhalten in unendlich langer Zeit. Wir können fragen, was thut das Weltsystem in 1000 Millionen Jahren, in Billionen Jahren etc., aber die Frage nach der Stabilität lautet: was thut es in unendlich langer Zeit. Wir vernachlässigen bei allen auf die Wirklichkeit gerichteten Untersuchungen gewisse Umstände, z. B. den Lichtdruck, das Volumen der Planeten, die wir als Punkte betrachten u. s. f., und sagen, wir haben durch unsere Beobachtungen Anlass, anzunehmen, dass diese Wirkungen so klein sind, dass sie z. B. für 1000 Millionen Jahre nicht in Frage kommen. Stellen wir aber die Frage nach unendlich langer Zeit, so kommt jede Wirkung, und mag sie noch so klein sein, in Betracht, und dann verliert die Frage ihren empirischen Sinn und wird zu einer rein mathematischen Frage.

Schwarzschild: Ich bin Herrn Runge dankbar für seine Ausführungen, da ich diesen Punkt übergangen hatte. Im einzelnen habe ich ängstlich stets die Zeit hinzugefügt, welche ich meinte. Das Wort Stabilität habe ich nur gebraucht, um populär verständlich zu sein.

Klein: Die transzendentale Frage ist physikalisch in der That inhaltsleer, aber sie hat doch ein grosses mathematisches Interesse. Ist das Problem der drei Körper, so wie es üblich ist, angesetzt, was folgt daraus für $t = \infty$? Das ist eine präzise mathematische Frage, auf die wir jetzt noch nicht antworten können, auf die der menschliche Geist aber doch jedenfalls antworten möchte und auf die er wohl auch einmal wird eine Antwort geben können. Aber die Antwort wird eine Bedeutung für die Astronomie als solche nicht haben, weil bei ihr Voraussetzungen zu Grunde liegen, die in der Wirklichkeit nicht genau zutreffen. Ähnlich verhält es sich immer mit den Interessen der reinen Mathematik und derjenigen der Anwendungen.

Ich hatte noch darauf aufmerksam machen wollen, dass der Begriff der Turbulenz der Flüssigkeitsbewegung, von der Sommerfeld gesprochen, noch in einem anderen Gebiet Anwendung findet. Man hat gefunden, dass Wasser in Röhren nach Überschreitung einer gewissen „kritischen" Geschwindigkeit nicht mehr in parallelen Fäden fliesst, sondern sich in Wirbeln bewegt, wobei der Widerstand viel grösser wird. Analoge Vorgänge spielen nun auch in der Meteorologie eine Rolle. Über dem Meere strömen die Winde wesentlich in parallelen Fäden, wenn sie aber über Land streichen, wo Berge und Thäler abwechseln oder auch nur Bäume und Sträucher hervorragen, bilden sich Wirbel, und man hat turbulente Bewegungen. Und nun giebt die Meteorologie das Resultat, dass diese Wirbel nicht unbegrenzt in die Höhe reichen. Wie hoch sie reichen, weiss man noch nicht genau. Versuche mit Drachen z. B. in Göttingen zeigen, dass in 100 m Höhe der Drachen hin und her schwankt, in 500 m Höhe dagegen still steht. Interessant wäre die Frage, ob eine solche obere Grenze der Turbulenz bei

dem technischen Problem auch beobachtet ist. Allerdings sind ja die Grössenverhältnisse in der Technik zumeist anders, die Rohrdurchmesser scheinen zu klein.

v. Oettingen-Leipzig: Ich kenne leider die von Drude angeführten Arbeiten von Lorentz nicht, ich würde aber mit einem sehr unheimlichen Gefühl den Saal verlassen, wenn wirklich das 3. Newtonsche Bewegungsgesetz umgestossen wäre, wenn die Thatsache des Lichtdrucks gegen das Schwerpunktsgesetz verstiesse. Ich erlaube mir daher die Frage, ob man nicht wird annehmen können, dass das von dem gestossenen Körper ausgesandte Licht seinerseits in der Weise zurückwirkt, dass das Gesetz erhalten bleibt. Die Zeitfrage macht da allerdings eine Schwierigkeit. Ist ferner das Gravitationsproblem ein Zeitproblem oder nicht, merkt der Sirius sofort, wenn ich hier die Hand bewege?

An eine freiwillige Bewegung des Schwerpunktes ohne äussere Kräfte werde ich nicht leicht glauben, eher an einen Irrtum der Denker.

Wien-Würzburg: Die Frage, ob der Satz vom Schwerpunkt beim Lichtdruck gilt oder nicht, hängt mit den Grundlagen der Elektrodynamik zusammen. Stellen wir uns auf den Boden der Lorentzschen Theorie, nimmt man ruhenden Äther an, so kann der Satz vom Schwerpunkt im allgemeinen nicht gelten, und Poincaré hat die Bedingungen abgeleitet, für welche er gilt, für welche nicht. Ist dagegen der Äther beweglich, und teilt man ihm eine noch so geringe träge Masse zu, so kann man dem Satz vom Schwerpunkt genügen. Experimentell lässt sich hierüber garnichts entscheiden, denn es reicht dazu eine Dichte von 10^{-10} aus. Die Entscheidung kann nur durch allgemeine elektrodynamische Betrachtungen gewonnen werden. Das Lorentzsche System ergiebt mit Strenge, dass der Schwerpunktsatz nicht gilt, aber man kann auch noch andere Systeme aufstellen.

Boltzmann-Wien: Zur Beruhigung des Herrn von Oettingen will ich folgendes bemerken: wenn man den Äther als nichts betrachtet, so gilt entschieden der Schwerpunktssatz nicht. Aber das gilt auch vom Gesetz der Erhaltung der Energie, von der auch ein Teil im Äther seinen Sitz hat. Aber wenn man will, kann man sich die Sache immer auch so vorstellen, dass der Äther eine ganz minimale Masse hat. Also bei allen thermodynamischen Vorgängen, also auch beim Lichtdruck kann man sich vorstellen, dass eine Menge Äther in entgegengesetzte Bewegung kommt. Für Äther und Körper zusammen gilt dann der Schwerpunktssatz. Ebenso kann der Äther Energie aufnehmen. Schon bei der strahlenden Wärme ist das der Fall, wo die Energie während der Strahlung im Äther vorhanden ist. Ebenso hat die sogenannte elektrokinetische Energie ihren Sitz im Äther.

v. Oettingen: Also der Schwerpunktssatz steht als unumstösslicher Satz oben an und kann nicht angezweifelt werden, sondern die Folgerungen der Denker.

Ostwald: Ich freue mich, dass diese Anregung auf fruchtbaren Boden gefallen ist, weil es sich um Beziehungen handelt, die von weiteren Gesichtspunkten betrachtet werden können. Das Gesetz von der Erhaltung der Bewegung des Schwerpunktes ist eines der Gesetze, die sich unter den Begriff der Erhaltung der Energie-Kapazitäten zusammenfassen lassen. Diese Erhaltungsgesetze sind nicht allgemein, da im Fall der Wärme die betreffende Kapazitätsgrösse, die Entropie, keinem Erhaltungsgesetze unterliegt, sondern einem Vermehrungsgesetz. Deshalb ist der Gedanke naheliegend, dass auch die anderen Erhaltungsgesetze nur bedingt richtig sind. Wenn man voraussetzt, dass die Lichtbewegung selbst und die Reaktion darauf mechanischer Natur sind, so wird auch das Schwerpunktsgesetz gelten. Aber der Zusammenhang der Energie mit der Materie ist einseitig. Materie ohne Energie kennen wir nicht, wohl aber Energieformen, bei denen wir Masse und Gewicht nicht nachweisen können. Ich halte es für zweckmässig, von der Erfahrung auszugehen, dass es solche Energieformen giebt, bei denen der Nachweis eines solchen Zusammenhanges noch nicht erbracht ist. Es wird also wohl darauf hinauskommen, dass der Satz der Erhaltung der Energiekapazitäten eine Ergänzung dahin erfahren muss, dass eine Kapazität für die andere eintreten kann, so dass es wohl auf ein Summengesetz der Erhaltung hinauskommen wird.

v. Oettingen: Wird bei der Annahme des Lichtdruckes nicht der leuchtende, Licht aussendende Punkt zurückgestossen?

Klein: Es wird ja ein Blitzlicht angenommen, der leuchtende Punkt sendet zuerst einen Blitz aus und erst nach Verlauf einer endlichen Zeit findet die Wirkung auf den 2. Punkt statt.

v. Oettingen: Bei der Gravitation erhebt sich dieselbe Schwierigkeit wie bei der Schwerpunktsfrage. Je nachdem meine Handbewegung vom Sirius sofort bemerkt wird oder erst nach einiger Zeit, je nachdem ergiebt sich eine Erhaltung des Schwerpunktes, resp. seine zeitlich kurze Verschiebung.

Schwarzschild: Für die Astronomen liegt, wie ich früher sagte, die betreffende Verschiebung jenseits der Grenzen der Genauigkeit. Was die Ausbreitung der Gravitation mit der Zeit betrifft, so hat man von Lorentz gelernt, dass man eine solche als mit Lichtgeschwindig-

keit erfolgend annehmen kann, aber die astronomischen Fakta geben keine nähere Aufklärung darüber. In Bezug auf sie kann man die Ausbreitung als unendlich schnell oder als mit Lichtgeschwindigkeit oder mit einer millionenmal grösseren Geschwindigkeit erfolgend annehmen. Die Entscheidung bleibt Geschmackssache.

Ostwald: Es ist möglich, durch chemische oder mechanische oder Wärmeprozesse, z. B. elektrische Energie zu erzeugen, wo noch keine vorhanden war. Die Summe der Elektrizitätsmenge ist stets gleich Null, aber man kann die positive und die negative Elektrizität trennen, und von dem Augenblick an beginnt die Energieausbreitung. Bei der Gravitationsenergie dagegen können wir die Masse auf keine Weise erschaffen; diese Grösse ist nur positiv, sie kann nur geteilt und zusammengesetzt, aber nicht erschaffen werden, wo sie nicht war. Das scheint mir einen Unterschied zwischen den Zeitphänomen hier und dort zu bedingen.

Klein: Die neueste Litteratur über das, was man über die Fortpflanzung der Gravitation weiss, finden Sie in dem ersten Heft von Bd. V der mathematischen Encyklopädie, Artikel Zenneck.

v. Oettingen: Ja, die Frage ist doch, ob und wie das dritte Newtonsche Axiom Rücksicht nimmt auf die Zeit.

Wien: Es ist vorhin schon von Lorentz' Auffassung der Gravitation die Rede gewesen. Danach ist die Gravitation ein elektrisches Phänomen. Lorentz nimmt an, dass jeder Körper aus positiver und negativer Ladung besteht, und die Gravitation kommt dadurch heraus, dass die positive Elektrizität die negative etwas stärker anzieht, als die Abstossung der gleichnamigen Elektrizitäten beträgt. Wenn man diese Annahme macht, so ist natürlich für den Ruhezustand der Schwerpunktssatz erfüllt. Wenn sich dagegen die Körper bewegen, kommen hier Glieder von zweiter Ordnung hinein, nämlich das Verhältnis der Geschwindigkeit zur Lichtgeschwindigkeit im Quadrat, und wenn diese Glieder hineinspielen, würde auch bei der Gravitation ebenso wie beim Lichtdruck das Gesetz des Schwerpunktes nicht erfüllt sein. Nun sind aber die Glieder so klein, dass auf experimentellem Wege kaum eine Entscheidung zu erhoffen ist.

Drude: Zur Ergänzung der oben gehörten Worte will ich hinzufügen, dass die Hypothese, dass die Gravitation ein elektrisches Phänomen ist, schon früher angestellt worden ist, von Zöllner oder Wilhelm Weber. (Zuruf v. Oettingens: Erik Edlund!)

Charlier-Lund: Herr Schwarzschild behauptet, Poincaré habe bewiesen, dass die bekannte Form $\Sigma A \cos (nt + \alpha)$ für die Koordination der gestörten Körper nicht möglich sei: Das ist nicht richtig, Poincaré hat so etwas nicht bewiesen, sondern sein Divergenzbeweis macht ganz bestimmte Voraussetzungen für die Form der Koeffizienten, dass nämlich die Koeffizienten A nach Potenzen der Masse entwickelt sind; in diesem Falle, hat er bewiesen, ist die Lösung nicht möglich. Aber es ist nicht unmöglich, dass die wahre Lösung des Problems der drei Körper doch von dieser Form sein kann.

In diesem Zusammenhang möchte ich auch auf einen anderen Punkt aufmerksam machen.

Herr Schwarzschild erwähnte eine Äusserung von Poincaré, die ich sehr unglücklich finde, nämlich, die Reihen der Störungstheorie seien halbkonvergent. Poincaré will sogar mathematische und astronomische Konvergenz unterscheiden. Er meint, die Astronomen halten sich nur an die ersten Glieder der Reihe, und sind dann zufrieden, die Mathematiker aber nennen die Reihe divergent. Das ist aber nicht richtig, die Reihen in der Astronomie sind nicht halb konvergent. Nimmt man z. B. eine beliebige Zeit T an, so können die Massen der Körper im Sonnensystem, $m_1, m_2 \ldots$ immer so klein gewählt werden, dass die Reihen für T immer konvergent sind. Es ist aber nicht so, dass man, wenn man höhere Glieder hinzunimmt, semikonvergente Reihen hat und schlechtere Übereinstimmung bekommt. Nein, bleibt man im Konvergenzgebiete, so bekommt man um so bessere Übereinstimmung, je mehr Glieder man nimmt.

Schwarzschild: Was den 1. Punkt angeht, so glaube ich, Herrn Charlier ein Stück weit entgegengekommen zu sein mit der Bemerkung meines Vortrags, dass jene trigonometrischen Reihen möglicherweise für bestimmte, überall dicht liegende Anfangslagen konvergieren. Dass diese Reihen aber auch ohne Entwicklung der Koeffizienten nach der Masse allgemein konvergieren sollten, halte ich für ausgeschlossen, da sie unmöglich alle die beim Dreikörperproblem wirklich auftretenden Bahnformen darstellen können.

In Bezug auf den 2. Punkt hat Herr Charlier sachlich vollkommen recht. In der That kann man die astr. Reihen in zwei Formen schreiben, als semikonvergente Reihen in eleganter Form und als für bestimmte beschränkte Intervalle konvergente Reihen in uneleganter Form. Ich bin auf die letztere Form nicht eingegangen, weil sie in der historischen Entwickelung keine Rolle spielt und in der Beantwortung der „idealen“ Frage nicht weiterführt.

Klein (zur Geschäftsordnung) beantragt, die Diskussion wegen vorgerückter Zeit zu schliessen, und zu den anderen Vorträgen nur noch je einen Redner zu hören.

Zum zweiten Vortrag wird das Wort nicht verlangt.

Zum dritten Vortrag.

Runge: Ich möchte gern von Professor Fischer hören, ob nicht in diesem Kreis von Betrachtungen die Bewegungen beim Tanzen, Turnen und Schlittschuhlaufen besondere Berücksichtigung verdienen. Es gehört zu meinen reinsten Freuden, bei diesen Bewegungen zu fühlen, wie ich selbst Objekt der mechanischen Gesetze bin. Beim Schlittschuhlaufen haben wir an der Spur noch dazu mathematische Anhaltspunkte für die wissenschaftliche Betrachtung, der diese Bewegungen viel eher zugänglich sein würden, als die Bewegung des Gehens.

Fischer: Zunächst meine ich, dass die Bewegungen des Tanzens und Schlittschuhlaufens sich als viel komplizierter herausstellen werden, als die des Gehens, wenn man dieselben nicht bloss auf die Bethätigung der allgemeinen Gesetze der Mechanik, wie des Schwerpunktssatzes, des Flächensatzes usw., sondern auch auf die Thätigkeit der Muskeln hin untersuchen will. Es sind jedoch auch die Bewegungen des menschlichen Körpers beim Sport schon zum Teil mechanisch analysiert worden. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen wird Walker im IV. Bande der mathematischen Encyklopädie berichten.

Runge: Es mag sein, dass diese Bewegungen an sich komplizierter sind, als die des Gehens. Aber die Gesetze der Bewegung treten reiner heraus. Ein Mann dreht sich z. B. am Tau hängend; es sieht so aus, als läge eine Verletzung des Flächengesetzes vor; in Wirklichkeit machen die Beine die entgegengesetzte Drehung, so dass die algebraische Summe der überstrichenen Flächen Null ist.

Sir William Ramsay, Einige Betrachtungen über das periodische Gesetz der Elemente.[1]) (Referat von E. Bose, nach dem bei J. A. Barth, Leipzig, erschienenen Sonderdruck.)

In der Einleitung dieses hochinteressanten Vortrages weist der Verfasser darauf hin, dass das periodische Gesetz der Elemente bei all seiner anerkannten Wichtigkeit und seinem grossen Werte doch sich bisher durchaus der exakten Formulierung entzogen hat. Trotz der Triumphe Mendelejeffs, dessen Voraussagungen bestimmter Elemente sich auf das glänzendste bewährt haben, liegt im periodischen Gesetz noch eine Fülle des Unerklärten und Rätselhaften, dessen Untersuchung eine besonders lockende Aufgabe ist. Von den Versuchen, Regelmässigkeiten in den Werten der Atomgewichtszahlen zu konstatieren, wird hier nur der von Stoney eingeschlagene Weg näher erörtert, aber auch er scheitert zuletzt an der Unregelmässigkeit der Differenzen zwischen den Atomgewichtszahlen.

„Nun, woran liegt diese Schwierigkeit, einfache Beziehungen zwischen den Atomgewichtszahlen der Elemente aufzufinden? Denn bis jetzt sind alle Versuche, die Unregelmässigkeiten in mathematische Ordnung zu bringen, gescheitert. Kommt es darauf hinaus, dass das Gewicht und mit ihm die Masse oder Trägheit veränderlich sind? . . . . . . Es fehlt nicht an Spekulationen, welche dahingehen, dass das Gewicht durch die Temperatur beeinflusst wird. (Es wird auf die Schwierigkeiten der Wägung heisser Körper in Luft oder Vakuum hingewiesen.) Ich kenne bloss einen Versuch in dieser Richtung, welcher ein bemerkenswertes Resultat gibt. Er ist von Baily gemacht, als er die mittlere Dichtigkeit der Erde bestimmte, und Hicks hat den betreffenden Schluss (nämlich von der Abhängigkeit der Masse von der Temperatur) gezogen."

Weiterhin werden die Versuche Landolts besprochen, der zwei reaktionsfähige Körper vor und nach der Mischung gewogen hat und positive oder negative Gewichtsänderungen erhält. Daran anschliessend werden Versuche Jolys erwähnt, welche negative Resultate ergeben; diese benutzen die Bahnbewegung der Erde, um Massenänderungen in reagierenden Systemen vermittels einer Drehwage sichtbar zu machen. Der Unterschied zwischen Landolts und Jolys Versuchen ist prinzipiell der, dass Landolts Versuche Massenänderungen bemerkbar machen, welche teils durch Neuschöpfung von Masse, teils durch Eindringen von Masse in die Reaktionsgefässe zustande kommen, während bei Jolys Versuchen nur im ersteren Falle die Massenänderung nachzuweisen ist.

Ramsay geht nunmehr zur Diskussion der Frage über, ob vielleicht in der Inkonstanz der Atomgewichte der Grund für die Unregelmässigkeiten des periodischen Systems zu suchen wäre, und erwähnt hier zunächst unveröffentlichte Versuche von Frl. Aston, welche sich auf die Salze der Stickstoffwasserstoffsäure beziehen und, mit verschiedenen anderen Versuchen über das Atomgewicht des Stickstoffs zusammengenommen, es sehr möglich erscheinen lassen, dass das Atomgewicht dieses Elements keine Konstante ist. Auf ähnliche Möglichkeiten scheinen Versuche von Steele über Molekulargewichte gasförmiger Verbindungen hinzuweisen.

Ramsay hatte nun nach der Entdeckung der Edelgase erwartet, in diesen Elemente zu finden, bei denen Freiheit von den Umständen

1) Zweite allgemeine Sitzung am 25. Sept. 1903.

stattfinde, welche möglicherweise die Atomgewichte der anderen Elemente beeinflussen, doch ist diese Hoffnung trügerisch gewesen, da sich auch bei ihnen weder in den Atomgewichten noch in den physikalischen Eigenschaften eine wesentlich bessere Gesetzmässigkeit zeigt.

„Muss man denn das Problem der Regelmässigkeit zwischen den augenscheinlich willkürlichen Zahlen der Atomgewichte als unlösbar aufgeben? Ich glaube nicht. Aber die Lösung des Rätsels ist von einer so spekulativen Natur, dass ich zögere, Ihre Aufmerksamkeit darauf zu lenken. Doch sei es mir erlaubt, einmal zu phantasieren. . . . . Die Frage ist also: Giebt es irgend einen Grund zu glauben, dass die Atomgewichte sich verändern können? Haben wir irgend einen Beweis innerhalb unserer Erfahrung, dass die Atomgewichte sich vermindern oder dass sie wachsen? In der sonstigen Natur sieht man oder glaubt man wenigstens, dass alles in einer Art Fliessen sich befindet. Gebirge werden Ebenen; Tiergeschlechter werden verbessert oder degenerieren; ja sogar die Sterne werden zerstreut in Nebel, und Nebel werden zu Sternen verdichtet. Alles fliesst, alles wechselt mit der Zeit. Sind denn die Atome die einzigen Invariabeln?"

Ramsay kommt nun zur Besprechung der radioaktiven Verbindungen und besonders zu den von solchen ausgesandten Emanationen, denen alle Eigenschaften eines strahlenden radioaktiven Gases zukommen. Als solche radioaktive Gase lassen sich die Emanationen durch Einwirkung genügend niedriger Temperaturen kondensieren. In Bezug auf chemische Eigenschaften reihen sich die Emanationen den völlig inerten Edelgasen an. Es ist Ramsay und Soddy gelungen, nachzuweisen, dass Radiumsalze nach und nach Helium liefern und dass dieses nicht eine Beimengung der Radiumpräparate ist, sondern aus ihnen fortgesetzt gebildet wird. Wahrscheinlich findet diese Bildung statt auf dem Umwege über die Emanation, denn das Spektrum der reinen Emanation zeigt zunächst keine Heliumlinien, doch treten diese nach und nach immer stärker auf, indes das Spektrum der Emanation immer mehr zurücktritt. Ob ausser Helium bei diesem Zerfall der Radiumemanation noch ein anderer Stoff entsteht, ist bisher nicht bekannt. Das radioaktive Edelgas der Emanation selbst scheint ein Atomgewicht von etwa 160—200 zu haben. Wenn es bei seiner Spaltung allein Helium lieferte, könnte es sein, dass die höheren Glieder der Elementenreihen Polymere von niederen wären, und wenn sie bei ihrer Zersetzung negative Elektrizität und damit Masse fortschleudern, so könnte man vielleicht die unregelmässige Regelmässigkeit der Atomgewichte der Elemente erklären. Aber bis man weiss, ob und welche andere Körper zu gleicher Zeit erzeugt werden, muss das Geheimnis unerklärt bleiben. Der äusserst interessante Vortrag schliesst mit dem Hinweise darauf, dass man jetzt mit einem Male auf einem Gebiete, wo man viel zu wissen glaubte, nur sehr wenig weiss und von der Wahrheit noch sehr weit entfernt ist; und mit dem Ausspruche eines französischen Philosophen: „Ce que je sais, je le sais fort mal; ce que j'ignore, j'ignore parfaitement."

BESPRECHUNGEN.

H. Bohn, Physikalische Apparate und Versuche einfacher Art aus dem Schäffer-Museum. VI u. 134 S. m. 216 Abb. Berlin, O. Salle. 1902. M. 2.—.

Den meisten jüngeren Physikern wird der Name Schäffer wohl unbekannt sein und doch hat wahrscheinlich ein jeder schon einmal Schäffersche Apparate in den Händen gehabt oder doch wenigstens im Schaufenster eines Glasbläsers gesehen; sind doch die meisten der niedlichen und billigen Glasmodelle hydraulischer Apparate, wie Pumpen, hydraulische Pressen etc., vom Verfasser der „Glasphysik" konstruiert worden.

Eine besondere Neigung und Veranlagung zur Konstruktion einfacher und leicht herzustellender Vorlesungsapparate liess den in Jena im Jahre 1900 im Alter von nahezu 76 Jahren verstorbenen Prof. Schäffer eine Sammlung von mehreren Tausenden von physikailschen Apparaten zusammenbringen, die nach seinem Tode in den Besitz der Karl Zeiss-Stiftung überging und von dieser in Gestalt des Schäffer-Museums der Öffentlichkeit zugänglich gemacht worden ist. Der Verfasser der vorliegenden Schrift hat sich der dankenswerten Aufgabe unterzogen, einem weiteren Kreise Kenntnis von dem Inhalt dieses Museums zu verschaffen; die Schrift soll nicht etwa ein Katalog sein, sondern zeigt an der Hand geschickt ausgewählter Beispiele aus allen Gebieten nicht nur die Stärken Schäffers in der Konstruktion von bei aller Einfachheit und Billigkeit doch brauchbaren und hübschen Apparaten, sondern auch seine Schwächen, die ja unvermeidlich werden, sobald man, wie S. es wohl bisweilen thun mochte

seine Prinzipien „zu Tode reitet“. Glas ist gewiss ein treffliches Material, aber Centrifugalapparate aus Glas gehören doch wohl schon zu den lebensgefährlichen Werkzeugen und ein Heronsbrunnen aus Eierschalen und Strohhalmen hat nur ein Seltsamkeitsinteresse. Aber abgesehen von diesen gelegentlichen Übertreibungen wird jeder, der sich für Apparatentechnik und für Demonstrationsmittel interessiert, aus der kleinen Broschüre, mehr noch aber wahrscheinlich aus einem gelegentlichen Besuch des Museums selbst reichliche Belehrung schöpfen können. W. Kaufmann.

(Eingegangen 14. September 1903.)

Paul Güssfeldt, Grundzüge der astronomisch-geographischen Ortsbestimmungen auf Forschungsreisen und die Entwickelung der hierfür massgebenden mathematisch-geometrischen Begriffe. gr. 8. XIX u. 377 S. m. 95 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1902. M. 10.—.

Das vorliegende Werk des bekannten Reisenden und jetzigen Lehrers an dem orientalischen Seminar hat den Zweck, diejenigen, welche beabsichtigen, auf ihren Reisen zur Feststellung der geographischen Positionen ihrer Reiseroute astronomische Beobachtungen anzustellen, mit den dazu nötigen Kenntnissen auszurüsten. Es kann an dieser Stelle nicht auf die Einzelheiten des Werkes eingegangen werden, es mag nur durch die Anführung der Inhaltsangabe einzelner Kapitel gezeigt werden, wie Verfasser sich den Gang der Ausbildung von Forschungsreisenden (in der erwähnten Richtung) denkt. Kap. 1: Die Elemente der reinen Mathematik oder Analysis (38 S.). Kap. 2: Räumliche Vorstellungen (47 S.). Kap. 3: Die thatsächlichen Grundlagen für astron.-geogr. Ortsbestimmungen (35 S.). Kap. 4: Zeit und Zeitmessung (30 S.). Kap. 5: Sphärische Dreiecke und ihre Darstellung; sphärische Trigonometrie; Allgemeingültigkeit der Grundformeln für die Gesamtheit der sphärischen Dreiecke etc. (46 S.). Kap. 6: Das Universal-Instrument (U.-I.) und seine Fehlertheorie (46 S.). Kap. 7: Messungsmethoden für Zeit, Polhöhe und Azimut (47 S.). Kap. 8: Von den Bedingungen, unter welchen ein Fehler in den Stücken des sphärischen Dreiecks den geringsten Einfluss ausübt auf die zu berechnenden Stücke der Zeit, der Polhöhe und des Azimuts (9 S.). Kap. 9: Das nautische Jahrbuch (N. J.) und der Gebrauch der 5-stelligen Logarithmentafeln (18 S.). Kap. 10: Beispiel für das Berechnen angestellter Beobachtungen (12 S.). Kap. 11: Meridianellipse und Gestirnsparallaxe (17 S.). Kap. 12: Methoden der Längenbestimmung (10 S.). Anhang: Tafeln. Aus den angeführten Kapitel-Inhaltsangaben geht deutlich hervor, dass das mathematische Element bei weitem in den Vordergrund gestellt ist, was an und für sich wohl nur zu begrüssen sein dürfte, wenn darüber die Praxis nicht etwas zu kurz gekommen wäre. Die Betrachtungen über die allgemeinen Beziehungen in sphärischen Dreiecken, die Untersuchung der Tafelgenauigkeit, oder die genaue Definition des Wesens einer Längenbestimmung durch den Satz: Die Methoden der Längenbestimmung streben danach „einen absoluten Zeitpunkt durch ein Merkmal von zeitlich verschwindender Dauer zu kennzeichnen und durch die Stundenwinkel τ und t auszudrücken“, sind gewiss sehr gut und lehrreich, aber leider scheint mir dabei gerade die Längenbestimmungspraxis etwas zu kurz gekommen zu sein. Ambronn.

(Eingegangen 18. September 1903.)

K. Schreber, Die Theorie der Mehrstoffdampfmaschinen. Untersuchung der Frage: „Ist Wasser die vorteilhafteste Flüssigkeit zum Betriebe von Dampfmaschinen?“ und Bearbeitung der sich auf diese Frage ergebenden Antworten. IV u. 126 S. mit 12 Zeichnungen im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. M. 3.60.

Die Arbeit liefert einen beachtenswerten Beitrag zur Beurteilung der in den kombinierten Wärmekraftmaschinen sich abspielenden thermischen Prozesse, welcher als willkommene Ergänzung der in Zeuners technischen Thermodynamik enthaltenen Theorie dieser Maschinen betrachtet werden muss. Der Verfasser schlägt vor, zur vollständigeren Ausnutzung des durch Kohleverbrennung herstellbaren Temperaturgefälles drei verschiedene Körper nacheinander in einer dreistufigen Maschine arbeiten zu lassen, und zwar in der obersten Stufe Anilin, in der mittleren Wasser, in der untersten Äthylamin. Auf Grund von (allerdings nur geschätzten) Werten der spezifischen und Verdampfungswärmen des Anilins und Äthylamins berechnet der Verfasser dann für die von ihm vorgeschlagene Maschinenanordnung theoretische Wirkungsgrade von 0,38 und thermische von 0,30. Gegenüber den jetzt gebräuchlichen Dampfmaschinen würde demnach die Schrebersche Dreistoffmaschine eine nicht unerhebliche Verbesserung bedeuten; in welchem Masse aber ihre Vorzüge durch die in dem komplizierten System von Vorwärmern, Überhitzern und Kondensatoren zu erwartenden Verluste reduziert werden, liesse sich nur durch Experimente an einer ausgeführten Anlage feststellen. Immerhin scheint der gute Erfolg der Josseschen Zwei-

stoffmaschine (H_2O und SO_2; siehe Mitt. a. d. Maschlabor. d. Techn. Hochsch. z. Charl. Hft. III) zu einem Versuch mit der Dreistoffmaschine zu ermutigen. — Die Frage der kombinierten Wärmekraftmaschine behandeln ausserdem noch: Behrend, die Abwärmekraftmaschine, Halle 1902 (bespr. diese Zeitschr. 4, 357, 1903) und Thurston, Journ. of the Franklin Institute 1902, Aug.—Dez.-Heft.

W. Hort.

(Eingegangen 22. Juli 1903.)

A. Helfenstein, Die Energie und ihre Formen. gr. 8. IV u. 152 S. Wien, F. Deuticke. 1903. Mk. 4,20.

Die Versuche, aus einem allgemeinen Prinzip heraus die physikalischen Gesetze zu deduzieren, ähnlich wie die mathematischen Sätze aus einigen wenigen Axiomen, sind nicht selten und kehren immer wieder. Indes müssen alle diese Versuche missglücken, da sie sich gegen das Prinzip des naturwissenschaftlichen Erkennens verfehlen; dieses kann mit Sicherheit nur durch Induktion von den einzelnen Erfahrungsthatsachen zu den allgemeineren Gesetzen und Begriffen fortschreiten. Die Zeit wird noch kommen, wo die physikalischen Erscheinungen in ein geschlossenes System gebracht und auf dem Fundament einiger weniger Begriffe, vor allem auf dem Energiebegriff aufgebaut werden können. Aber vorderhand muss mit Entsagung noch viel Einzelarbeit geleistet werden, und gerade indem dies geschieht, wird das Kommen jener Zeit ermöglicht.

Die vorliegende Schrift gehört zu jenen Versuchen, ein System der Physik aus einigen Axiomen zu deduzieren. So berechtigt der Grundgedanke, so gewandt die Darstellung ist, so scheitert das anerkennenswerte ernste Streben des Verfassers doch an den Einzelheiten und gerät durch manche kühne Behauptung in Widerspruch mit bekannten physikalischen Wahrheiten. Die Titel der einzelnen Teile sind: Über die Energie, Wärmeenergie, Gravitation, Lichtenergie oder strahlende Energie, Chemische Energie, Die elektrischen Energieformen, Magnetismus, Die Energie der Nervenbahnen, Über den genetischen Zusammenhang der Weltmassen und die kosmischen Energien.

Es seien folgende Ansichten des Verfassers mitgeteilt. „Die Gravitationsenergie der Erde besteht in einer zitternden Bewegung der Erde um alle möglichen Achsen, die durch das Erdzentrum gehen." „ — Das Licht besteht in teilweise empfindbaren Schwingungen eines Gases von geringer Dichte, das als Äther bezeichnet wird." Die Dichte des Äthers berechnet er aus folgender Proportion $V_e : V_L = \sqrt{\varrho_L} : \sqrt{\varrho_e}$. Hierin ist V_e bez. V_L die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes bez. des Schalles in der Luft, ϱ_e bez. ϱ_L die Dichte des Äthers bez. der Luft. „Die Elektrizität ist ein Bewegungszustand kleinster Massenteilchen." „Unter Sonnen versteht man Verbrennungsherde des Äthers. Die Verbrennungsprodukte des Äthers sind die Elemente der Sonnenmasse."

J. Stark.

(Eingegangen 4. August 1903.)

C. Pizzighelli, Die photographischen Prozesse. Für Amateure und Touristen. (Handb. d. Phot. Bd. II.) 3. verb. Aufl. bearb. v. Curt Mischewski. gr. 8⁰. 539 S. mit 221 Abb. Halle, W. Knapp. 1903. 8 Mk.

Das Buch geht weit über den Rahmen eines Amateurwerkes hinaus. Alle Anleitungen sind ausführlich, selbst weitschweifig, aber korrekt. Ganz ungebräuchliche Verfahren sind aufgeführt. Gut sind die Kapitel über Dunkelkammereinrichtung und Ventilation, jeder wird selbstverständlich nach seinem Bedürfnis ändern, man kommt mit viel einfacheren Hilfsmitteln aus, vielleicht sogar besser. Die sehr kurz gehaltene Theorie ist nicht eigentlich unrichtig, aber sie mag zu schiefen Vorstellungen führen, infolge unglücklicher Ausdrucksweise. Ist der Bearbeiter überhaupt Deutscher? Sein entsetzlicher Stil, mit dem er das Buch gewiss nicht verbessert hat, lässt auf das Gegenteil schliessen. Solches „Deutsch" hätte die renommierte Verlagshandlung nicht hingehen lassen dürfen; sie hat das Buch überreich illustriert, und des Guten eher zuviel gethan. Eine Figur ist doppelt und ein Teil veraltet. Es berührt sonderbar, als Quelle für ein Hygrometer eine photographische Zeitschrift angegeben zu finden, und die uralte Tropfpipette Lainer zugeschrieben zu sehen. Das kommt, weil die Herren Verfasser photographischer Bücher sich so wenig auf anderen Gebieten umsehen.

E. Englisch.

(Eingegangen 27. September 1903.)

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 27. 1. November 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 28 am 11. November 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Eisgewinnung und künstliche Vergletscherung.

Von A. Kirschmann.

Wenn man von der nur in verhältnismässig kleinem Massstabe möglichen künstlichen Eisbereitung mit Hilfe von Chemikalien, flüssiger Luft etc. absieht, so besteht die übliche Art der Eisgewinnung einfach darin, dass man das Eis eben da nimmt, wo die Natur dasselbe unaufgefordert hervorgebracht hat. Nun produziert aber die Natur auf Grund des eigentümlichen Umstandes, dass beim Wasser der Schmelz- oder Gefrierpunkt, ungleich anderen Stoffen, ganze vier Grad über der Temperatur der grössten Dichte liegt, das Eis nur in beschränkten Quantitäten an der Oberfläche der Gewässer, wo es als schlechter Wärmeleiter die darunter befindlichen Wasserschichten, nachdem dieselben die Temperatur von $+4^0$ erreicht haben, vor weiterer Temperatur-Erniedrigung schützt. Wäre das Eis schwerer als Wasser, so müssten in unseren und in mehr polaren Breiten alle in nicht sehr schneller Bewegung befindlichen Gewässer bis auf den Grund vereisen, und keine Sommersonne wäre imstande, sie mehr als oberflächlich aufzutauen.

Das Auftauen oder Schmelzen des Eises geschieht, wie das Gefrieren, proportional der Ausdehnung der der Schmelz- resp. Gefriertemperatur ausgesetzten Oberfläche. Ein Eiswürfel von einem Fuss Durchmesser braucht in einer gewissen Temperatur einen Tag zum Schmelzen. Eine Anzahl solcher Eiswürfel, in genügender Entfernung voneinander aufgehängt, gebraucht natürlich auch nur einen Tag. Fügt man aber acht solcher Würfel derart zusammen, dass sie einen grossen Würfel von linear zweifacher Ausdehnung bilden, so bietet derselbe der Schmelzung nicht die achtfache, sondern nur die vierfache Angriffsfläche. Er wird also die doppelte Zeit zum Schmelzen erfordern. Da aber das Eindringen der höheren Temperatur an Ecken und Kanten — wie überhaupt an allen Konvexitäten — begünstigende Bedingungen vorfindet, und der neue Würfel die Zahl und Schärfe seiner Ecken gar nicht geändert, die Gesamtlänge seiner Kanten aber nur auf das Doppelte erhöht hat, so wird der linear zweimal so grosse Block mehr als die doppelte Zeit zu seiner Verflüssigung bedürfen. Also: je grösser der Eisblock, desto langsamer die Schmelzung; denn die Masse des zu schmelzenden Eises nimmt mit der dritten Potenz, die der Tautemperatur exponierte Oberfläche aber nur mit dem Quadrate der linearen Ausdehnung zu. Nur für sehr grosse Eismassen wächst die zur Schmelzung nötige Zeit bei konstanter Temperatur der Umgebung und bei konstanter Form annähernd proportional der linearen Ausdehnung. Für kleinere Massen wächst sie aus den oben angeführten Gründen schneller. (Von einer exakteren Darstellung sehen wir ab, da sich dieselbe wegen der Unmöglichkeit der Konstanterhaltung der Umgebungstemperatur praktisch doch nicht verwerten liesse.) Braucht ein Eisblock von einem Fuss Durchmesser zu seiner Verflüssigung einen Tag, so dauert der Schmelzungsprozess bei gleicher Temperatur für einen Block von 100 Fuss Durchmesser mindestens 100 Tage.

Die Erhaltung des Eises in Temperaturen über dem Gefrierpunkt ist daher nicht lediglich eine Frage der Anwendung geeigneter Schutz-

vorrichtungen, sondern in erster Linie eine Sache der vorteilhaften Wahl des Zahlenverhältnisses zwischen Volum und Oberfläche. Es lässt sich für jede Temperatur die Grösse des Eiswürfels oder der Eispyramide berechnen, welche in einer gegebenen Zeit nicht zum Schmelzen gelangt. Ebenso lässt sich für jede geographische Breite, unter gebührender Berücksichtigung der klimatischen und Höhen-Verhältnisse, bei gegebener Form das Volum der Eismasse feststellen, welche, ohne Schutzmassregeln zu erfordern, die Summe aller eine Temperatur über 0^{0} aufweisenden Zeitperioden des Jahres überdauern würde.

Es muss befremdlich erscheinen, dass man diesen Umstand bei der Eisgewinnung bisher nicht nutzbar gemacht hat. Anstatt im Winter mühsam und unter beträchtlichem Arbeitsaufwand Bruchstücke der dünnen Eisschicht auf Teichen, Seen und Flüssen zu sammeln und in die Eishäuser zu transportieren, sollte man das Eis an dazu eigens bestimmten, passend gelegenen Lokalitäten von der Natur an Ort und Stelle erzeugen lassen. Damit dies in grösseren Quantitäten, als die Natur es freiwillig zu thun pflegt, geschehen kann, braucht man nur zu verhindern, dass das bei den natürlichen Gewässern sich geltend machende Schutzprinzip zur Anwendung gelangt. Das heisst, man muss dafür sorgen, dass an der Oberfläche stets neu hinzutretendes Wasser der Gefriertemperatur ausgesetzt wird, und so das Volum des Eises ungleich schneller als seine Oberfläche vergrössert wird.

Das neugebildete Eis darf eben nicht an der Oberfläche bleiben. Das lässt sich durch künstliches Untertauchen allerdings nicht leicht bewerkstelligen, wohl aber durch stetiges Übergiessen mit der Gefriertemperatur nahem Wasser. Sobald die übergegossene Schicht erstarrt ist, muss durch Zufuhr von Wasser eine neue flüssige Schicht dem Gefrieren ausgesetzt werden. Dieser Prozess wird fortgesetzt, bis die Eismasse die erforderliche Dicke erreicht hat. Auf diese Weise lässt sich in ein paar kalten Winternächten eine Eisquantität in einem einzigen Stücke herstellen, die bei Anwendung der in Eishäusern üblichen Schutz- und Isoliervorrichtungen den ganzen Sommer zu überdauern imstande ist.

Die vorgeschlagene Art der Eiserzeugung könnte im grossen Massstabe entweder ganz oberirdisch oder, und vielleicht vorteilhafter, in eigens dazu hergestellten Vertiefungen zur Ausführung gebracht werden. Man denke sich einen Schacht, sagen wir 100 m im Geviert und 15—20 m tief, dessen Boden und Wände nach Art der Eishäuser durch schlechte Leiter von der Umgebung thermisch möglichst vollständig isoliert sind. Bei eintretendem Frost bedecke man den Boden dieses Schachtes einen halben Zoll hoch mit Wasser. Sobald die dünne Wasserschicht gefroren ist, lässt man eine zweite darüberfliessen, nach deren Erstarrung eine dritte, und so fort. Durch geeignete Anlage der Zuleitungsröhren kann leicht für begünstigende Vorkühlung des Wassers gesorgt werden. Auch lassen sich Einrichtungen denken, die die periodische Wasserzufuhr ganz automatisch durch die Temperatur selbst regeln. Vorrichtungen, um das gebildete Eis unter Wasser zu halten, sind nur für den Anfang des Verfahrens, d. h. für die ersten paar Schichten nötig. Bei Eintritt von Tauwetter wird der Schacht nach Art der Eishäuser geschlossen. Bei gutem Frostwetter lassen sich auf die angegebene Weise Eisschichten von mehreren Fuss Dicke in einer einzigen Nacht erzeugen, und ein paar recht kalte Januarwochen würden genügen, um eine für den ganzen Sommer zur privaten Versorgung, sowie zu Brauerei-, Heil- und anderen Zwecken ausreichende Eismenge zu gewinnen, die in der Zeit des Verbrauchs nach Bedarf bergmännisch oder nach Art eines Steinbruchs abgebaut werden könnte. Die oben gewählten Dimensionen der Anlage wären nach meiner Berechnung genügend, um in einer Stadt von 100000 Einwohnern jede Haushaltung (die Familie zu 5—6 Personen durchschnittlich gerechnet) die vier warmen Monate hindurch täglich mit 1 Kubikfuss Eis zu versorgen. Wie schon oben erwähnt, ist die Anlage eines Schachtes nicht unbedingt notwendig. Das ganze Verfahren lässt sich oberirdisch an jedem beliebigen Platze ausführen, wenn geeignete Vorrichtungen zum jeweiligen Festhalten einer Wasserschicht an der Oberfläche des bereits gebildeten Eises getroffen werden. Wenn es auf die Gestalt des zu gewinnenden Eisblockes nicht ankommt, so geben durch Zerstäubermundstücke hervorgerufene Sprühregen, deren Geschwindigkeit und Grad der Zerstäubung je nach dem Kältegrad so abgestuft werden, dass alles niederfallende Wasser bei seinem Auftreffen zum Gefrieren gelangt, das einfachste Mittel ab.

Das hier vorgeschlagene Verfahren der Eisgewinnung hat vor den bisher üblichen folgende Vorzüge:

1. Die zur Gewinnung des Eises benötigten Arbeitskräfte und sonstigen Kosten sind verschwindend klein im Vergleich zu denjenigen der bisher üblichen Methode. Der vielleicht um ein geringes grössere Arbeitsaufwand, den der Abbau erfordert, wird dadurch aufgewogen, dass sich die Erhaltung des Eises in einem einzigen riesigen Block wesentlich einfacher stellt.

2. Das Verfahren gestattet die Verwendung guten, vielleicht filtrierten, Wasserleitungs- oder Quellwassers, und das so gewonnene Eis ist

daher dem bisher üblichen Flusseis oder gar dem auf stehenden Gewässern gewonnenen in gesundheitlicher Beziehung sicher vorzuziehen.

3. Das Verfahren ist auch in milden Wintern und in solchen geographischen Breiten anwendbar, wo die Wintertemperatur nur für kurze Zeit unter den Gefrierpunkt sinkt.

Es darf hier nicht unerwähnt bleiben, dass die Natur ein ähnliches Verfahren in vereinzelten Fällen selbst einschlägt. Die nie versiegende Eisquelle in gewissen Höhlen in Ungarn und Südfrankreich hat ihre Ursache nicht, wie gefabelt wird, in besonders günstigen kalten Winden, oder in zufällig wirksamer Verdunstungskälte, sondern lediglich in dem Umstande, dass die fast von allen Seiten geschützten Eismassen der die Schmelzung bewirkenden warmen Luft nur eine verhältnismässig geringe Fläche zum Angriff bieten, und dass das Wasser in der kalten Jahreszeit genötigt ist, über die Eismassen hinwegzufliessen und durch Neugefrierung die letzteren um ein grösseres Quantum zu vermehren, als im Sommer durch Schmelzen verloren wird.

Durch Sprühregen wird im Winter bei jedem Wasserfalle Eis geschaffen, und zu welch riesigen Quantitäten es dabei kommen kann, davon kann man sich anschaulich überzeugen, wenn man nach einer frostigen Dezember- oder Januarwoche die Niagarafälle besucht. Dass es bei kleineren Fällen meist nicht zu grösseren Eismassen kommt, rührt daher, dass erstens das entstandene Eis weder vor Verdunstung noch vor Tauwetter geschützt ist, dass zweitens der Staubregen stationär ist, und dass drittens die Grösse, Geschwindigkeit und Temperatur der fallenden Wasserteilchen keineswegs in einer der Eisentstehung günstigen Weise abgestuft sind.

Die vorgeschlagene Methode zur Eisgewinnung legt übrigens den Gedanken der Nutzbarmachung des Eises noch in einer anderen Richtung nahe. Gletscher und Waldungen sind die Regulatoren der Gebirgswässer. Wo beide fehlen, vollzieht sich der Abfluss der durch die atmosphärischen Niederschläge gelieferten Wassermassen in periodischen, durch Zeiten relativer oder vollständiger Austrocknung getrennten Überschwemmungen, welch letztere, neben ihrer grobmechanischen zerstörenden Wirkung, durch Fortführung des vegetationsfähigen Bodens das Land der Umgebung allmählich in immer grösserem Umkreis entwerten. Liegt da der Gedanke nicht nahe, die Regulierung der zeitlichen Wasserverteilung, da wo Charakter und Höhenlage des Gebirges es möglich erscheinen lassen, durch künstliche Vergletscherung zu unterstützen? Das nimmt sich auf den ersten Blick wie ein Hirngespinst eines Verrückten aus. Wenn man aber bedenkt, dass das Perennieren, oder, wenn man mir diesen Ausdruck erlauben will, das „Übersommern" eines Gletschers bei gegebenen geographisch-klimatischen und Höhen-Verhältnissen nur eine Sache der räumlichen Form- und Volumverhältnisse ist, dann rückt das Projekt sofort in greifbare Nähe. Bei Anwendung des vorstehend vorgeschlagenen Verfahrens der Gewinnung natürlichen Eises liessen sich beispielsweise in einem Hochthale des Riesengebirges mit Leichtigkeit Eisklötze herstellen, die im Sommer, auch ohne Schutzvorrichtungen, nicht vollständig zum Schmelzen kommen könnten. Ein paar der meteorologischen Beobachtungsstation beigegebene Arbeitskräfte würden imstande sein, in einem einzigen Winter einen ganz ansehnlichen Miniaturgletscher hervorzurufen. Sie brauchten nur dafür zu sorgen, dass einige der vorhandenen Gebirgswässer fortwährend gezwungen würden, nicht unter den bereits gebildeten Eisschichten hindurch, sondern über sie hinweg zu fliessen. Vielleicht wären auch einige Vorrichtungen zur Sammlung und Verteilung sowie zur Regulierung des Gefälles der verfügbaren Wässer notwendig. Ist dann einmal ein Nukleus eines den Sommer überdauernden Gletschers geschaffen, so gestaltet sich die Erweiterung mit zunehmender Grösse immer leichter. Und je grösser der Gletscher wird, um so mehr wird die Natur selbst durch Änderung der Temperatur- und Niederschlagsverhältnisse an seiner Erhaltung und Erweiterung mithelfen.

(Eingegangen 9. September 1903.)

Die Spektren von Neon, Krypton und Xenon

Von E. C. C. Baly.

Kurz nach der Entdeckung der Gase Neon, Krypton und Xenon durch Ramsay und Travers im Jahre 1898 wurden Messungen ihrer Spektren vermittels des grossen Prismenspektrographen des University College ausgeführt. Diese Messungen wurden jedoch nicht veröffentlicht, weil zur Zeit ein grosses Rowlandsches Beugungsgitter konstruiert wurde und es der Mühe wert erschien, eine vollständige Untersuchung dieser Spektren mit dem neuen Apparate auszuführen, dessen Genauigkeit weit grösser war, als man diese mit dem Prismenspektrographen erzielen konnte. Seit Anfang der Arbeit sind drei Serien von Messungen veröffentlicht worden, und zwar die erste durch Runge; dieselbe bezieht sich auf gewisse Linien im Krypton-Spektrum. (Astrophys. Journ. X, 73 (1899.) Die zweite und dritte Versuchsreihe bezw. über die Spektren der leichten und schweren Bestandteile der atmosphärischen Luft

wurde von **Liveing** und **Dewar** ausgeführt (Proc. Roy. Soc. 67 467 [1900] und 68 389 [1901]). Diese Messungen sind jedoch keineswegs vollständig, und ferner sind letztgenannte nur auf die nächste Ångström-Einheit ausgedrückt. Die Genauigkeit meiner Messungen beträgt wahrscheinlich + 0,03 Å.E., soweit man nach der Übereinstimmung unter den verschiedenen Spektrenordnungen urteilen darf. Das angewandte Beugungsgitter hat eine Brennweite von 10 Fuss und 14,438 Linien pro Zoll. Die Gase wurden in jedem Falle vermittels der Entladung eines Induktionsapparates durch dieselben bei erniedrigtem Drucke beleuchtet. Es wurden Vakuumröhren mit den einzelnen Gasen angefüllt und das glühende Gas in einem kapillaren Teile wurde der Länge nach durch ein Quarzfenster beobachtet. Die Gase verursachen viel Mühe, wenn mit ihnen angefüllte Vakuumröhren benützt werden, und zwar zunächst weil sie fortwährend von den Elektroden absorbiert werden, und ferner, weil die Elektroden auf eine weit höhere Temperatur erhitzt werden, als dies bei gewöhnlichen Gasen der Fall ist. Starker Aluminiumdraht wird auf diese Weise mit ganz schwachen Strömen sehr leicht zum Schmelzen gebracht. Es war nötig, Elektroden von ganz besonderer Konstruktion zu benützen, damit diese der Heizwirkung widerstehen konnten; dabei wurde darauf geachtet, dass der Platinteil nicht mit gewöhnlichem Natriumglas in Berührung kam. Diese Erhitzung der Elektroden hatte eine weit grössere Entwickelung von Wasserstoff durch dieselben zur Folge, so dass es nötig wurde, beim Füllen einer Vakuumröhre mit einem dieser Gase eine Füllung zunächst mit Argon vorzunehmen, welches dann, nachdem die Entladung einige Zeit vor sich gegangen war, ausgepumpt wurde; hierauf konnte das neue Gas eingelassen werden.

Alle Gase geben helle Linienspektren, die in jedem einzelnen Falle durchaus charakteristisch sind. Nur Neon giebt ein einziges Spektrum, während sowohl Krypton als Xenon je zwei Spektren liefern, und zwar das eine bei gewöhnlicher Entladung und das andere, wenn eine Leydener Flasche und eine Funkenstrecke eingeschaltet werden. Dies Verhalten ist dem des Argon ähnlich. Es sind 40 Linien von schwacher Intensität vorhanden, welche den im letzteren Falle von Krypton und Xenon gelieferten Spektren gemeinsam sind. Dies dürfte möglicherweise auf das Vorhandensein eines weiteren Elementes von höherem Atomengewicht in derselben Reihe schliessen lassen. Das Aussehen der Spektren ist charakteristisch und sehr schön. Die Farbe der Entladung ist ein glänzendes Orange und das Spektrum besteht fast vollständig aus hellen Linien im Rot und Orange. Wenn die gewöhnliche Entladung durch Krypton hindurchgeschickt wird, so besteht das Spektrum aus einigen wenigen Linien, von denen die gelben und grünen Linien und eine Gruppe im Blau die wichtigsten sind. Da diese Linien ungefähr dieselbe visuelle Intensität besitzen, so ist die Farbe der Entladung unbestimmt und wird von den einzelnen Beobachtern verschiedenartig gedeutet. Das bei Einschaltung der Leydener Flasche und Funkenstrecke erhaltene Spektrum zeigt andererseits eine schöne himmelblaue Farbe und enthält eine beträchtliche Anzahl von Linien. Die einfache Entladung durch Xenon ist nicht sehr farbenprächtig und zeigt eine bläuliche Farbe; sie wird durch eine Gruppe blauer Linien charakterisiert, die brechbarer sind als die Gruppe im ersten Krypton-Spektrum. Das zweite Xenon-Spektrum ist ausserordentlich komplex; dasselbe ist gekennzeichnet durch gewisse farbenprächtige grüne, die Färbung der Entladung bestimmende Linien.

Eine interessante Erscheinung tritt bei Krypton und Xenon ein; wenn der Druck in den Vakuumröhren nicht unterhalb einer gewissen Grenze bleibt, so sind die Linienspektren alle sehr diffus; dies kann beim Füllen der Vakuumröhren stets beobachtet werden. Wenn jedoch der Druck langsam erniedrigt wird, so werden die Linien vollständig scharf und wohl definiert; der Grenzdruck beträgt ungefähr 1 bis 2 mm.

Ich habe auch die Spektren des Argon vor und nach dem Fraktionieren vermittels flüssiger Luft miteinander verglichen und gefunden, dass gewisse Linien im Spektrum nach diesem Verfahren verschwinden. Drei von diesen Linien gehören dem Krypton an, während ich die anderen bisher noch nicht habe unterbringen können.

Die wichtigsten Linien in dem sichtbaren Bereich des Spektrums sind in folgenden Tabellen gegeben:

Neon-Spektrum.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
6402,40	10	6096,37	10
6383,15	8	6074,52	10
6328,38	6	6030,20	10
6304,99	8	5975,78	8
6266,66	10	5974,73	6
6217,50	8	5944,91	10
6182,37	10	5882,04	8
6163,79	10	5852,65	20
6143,28	10	5764,54	8
6128,63	8	4259,53	6

Das erste Krypton-Spektrum.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
5871,12	10	4454,12	10
5570,50[1]	10	4400,11	6
5562,45	6	4376,33	10
4672,40	10	4362,83	9
4624,48	10	4319,76	10
4502,56	9	4318,74	8
4501,13	7	4274,15	10
4463,88	10		

Das zweite Krypton-Spektrum mit Leydener Flasche und Funkenstrecke.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
5633,17	6	4109,38	6
4765,90	6	4098,89	7
4762,60	5	4088,48	8
4739,16	7	4067,53	5
4659,04	5	4065,22	8
4634,05	5	4057,17	8
4619,31	6	4050,62	5
4615,46	5	4044,80	5
4577,40	6	3998,10	5
4523,32	5	3994,98	6
4475,18	7	3954,90	5
4355,67	10	3920,29	8
4317,98	5	3917,76	6
4300,67	5	3912,69	5
4293,10	6	3906,37	8
4145,28	6		

Das erste Xenon-Spektrum.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
4923,28	6	4524,83	6
4916,63	6	4501,13	10
4807,19	6	4193,70	8
4734,30	8	4116,25	7
4697,17	7	4109,84	5
4671,42	10	4078,94	10
4624,46	15	3967,74	10
4582,89	5	3951,16	10

Das zweite Xenon-Spektrum mit Leydener Flasche und Funkenstrecke.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
6097,80	7	5460,63	6
6051,36	7	5450,71	5
6036,40	6	5439,19	8
5976,67	7	5419,40	10
5751,28	5	5372,62	8
5727,15	5	5339,56	9
5719,83	6	5314,15	8
5667,85	6	5292,40	10
5659,67	5	5262,16	5
5616,99	6	5260,65	5
5531,33	7	5191,60	5
5472,90	7	5080,88	7

1) Wahrscheinlich die grüne Nordlichtlinie.

Die Spektren von Neon, Krypton und Xenon.

Wellenlängen.	Intensität.	Wellenlängen.	Intensität.
4921,68	6	4415,00	7
4890,24	5	4406,99	5
4887,47	5	4395,91	10
4883,68	6	4393,34	10
4876,68	7	4330,63	15
4862,69	8	4296,52	5
4844,50	10	4245,54	10
4823,47	6	4238,37	10
4698,20	5	4223,14	5
4683,76	5	4215,77	5
4652,15	6	4214,17	5
4615,72	5	4213,80	5
4603,21	10	4208,61	6
4592,22	6	4193,25	8
4585,65	10	4180,20	10
4577,36	6	4158,14	5
4545,34	8	4145,85	5
4541,03	8	4109,20	6
4532,67	5	4057,55	5
4524,38	5	4050,19	6
4481,01	7	3992,98	5
4462,38	20	3950,70	8
4448,28	10	3922,67	10
4434,35	6	3908,00	7

Die Gesamtzahl der in den fünf Spektren gemessenen Linien war folgendermassen:

Neon	164 Linien
Krypton I . . .	74 „
Krypton II . . .	700 „
Xenon I . . .	92 „
Xenon II . . .	1370 „

17 Linien sind den beiden Krypton-Spektren und 7 denen des Xenon gemeinsam.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 29. September 1903.)

Über die Linienspektra der Alkalien.

Von H. Konen und A. Hagenbach.

Vor kurzem konnten wir zeigen[1]), dass im Bogenspektrum des Natriums mit Hilfe kleiner Konkavgitter eine Reihe Linien nachweisbar sind, die bisher nur von Lenard nach einer durchaus abweichenden Methode beobachtet wurden.[2]) Es liess sich ferner nachweisen, dass diese Linien sowie einige andere in Serien zusammengefasst werden können, die ungefähr an derselben Stelle auslaufen, wie die erste Nebenserie, und deren Zahl und Lage den Vergleich mit den Spektren der Heliumgruppe nahelegt.

1) H. Konen und A. Hagenbach, diese Zeitschr. 4, 592—594, 1903.
2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 11, 636—650, 1903.

Wir haben nun versucht, auch bei den Spektren der übrigen Alkalien ähnliche Serien aufzufinden, um festzustellen, ob man es hier mit einer den Spektren dieser Elementgruppe gemeinsamen Eigenschaft zu thun hat. Es möge sogleich vorangeschickt werden, dass unsere Bemühungen bisher nur bei Lithium Erfolg hatten, soweit der Spektralbezirk unterhalb 5800 in Betracht kommt. Dagegen gelang es uns beim Rubidium eine Anzahl von bisher garnicht oder nicht im Bogen beobachteten Linien zu messen, die freilich alle den schon bekannten Serien angehören.

Die Spektra wurden im Kohlebogen, in der Flamme und im Funken beobachtet. Als Flamme wurde ein Sauerstoff-Leuchtgasgebläse verwendet, in das die betreffenden Salze, meist als Carbonate auf dünne Kohlestäbchen geschmolzen, in reichlicher Menge eingeführt wurden. Während die Aufnahmen auf diese Weise leicht gelingen und insbesondere auch schöne Bandenspektra liefern, auf welche wir bei anderer Gelegenheit zurückzukommen gedenken, bietet die Erzeugung eines kräftigen Funkens grössere Schwierigkeiten. Wir weisen für diesen Punkt auf die Beschreibung hin, welche Eder und Valenta bei Gelegenheit ihrer Untersuchung über die Funkenspektra des Natriums, Kaliums und Kadmiums geben.[1]) Wir benutzten schliesslich einen dem Ederschen völlig nachgebildeten Funkenapparat und kamen am besten zum Ziel, wenn wir den Funken möglichst klein machten und ihn in Wasserstoffatmosphäre zwischen Metallelektroden überschlagen liessen. Um das Wasserstoffspektrum etwas zurückzuhalten, wurde dann noch Selbstinduktion eingeschaltet.

Nur in dem Bogen und in der Flamme konnten wir nun bisher nicht beobachtete Linien finden. Dabei giebt die Flamme ganz besonders klare und starke Bilder und die mit ihrer Hilfe hergestellten Photographien zeigen die Linien der Alkalien ungewöhnlich scharf im Vergleich zum Bogen, wo die Nebenserien insbesondere einen sehr unscharfen Charakter haben.

Unsere Aufnahmen sind mit einem Konkavgitter von 1 m Krümmungsradius hergestellt, haben 10 A.E. auf 0,593 mm und umfassen vorläufig nur das Spektrum von 5800 abwärts. Wir möchten hervorheben, dass sich unsere Angaben, wo nicht ausdrücklich anders bemerkt, daher nur auf diesen Bereich beziehen.

Was zunächst das Lithium betrifft, so hat bereits vor einiger Zeit der eine von uns[2]) eine Linie beobachtet, die auf der weniger brechbaren Seite der Linie $\lambda = 4603{,}04$ gelegen, nach Rot hin diffus ist und die Wellenlänge 4636,14 besitzt. Dieser Linie entsprechen nun eine Reihe weiterer, die den anderen Gliedern der ersten Nebenserie in vollkommen analoger Weise benachbart sind. Auch sie haben ein sehr verwaschenes Aussehen und kehren ihre schärfere Seite nach Violett hin. Da sich mit der steigenden Ordnungszahl der neuen Linien ihr Abstand von den Gliedern der ersten Nebenserie immer mehr vermindert und ihre Unschärfe gleichzeitig mit den Gliedern der genannten Serie zunimmt, die Breite der letzteren aber infolge der Anwendung grosser Substanzmengen und der langen Exposition ungewöhnlich gross ist, so geraten die neuen Linien schon von $\lambda = 3915$ ab in den Schatten der Linien der ersten Nebenserie und sind nur noch als kontinuierliche Streifen zu sehen, deren Messung nicht möglich ist.

Da die in Rede stehenden Linien anscheinend jedes Glied der ersten Nebenserie begleiten, so war zu erwarten, dass man auch oberhalb der Linie $\lambda = 6103{,}8$ eine neue Linie finden müsse. Der Versuch bestätigte diese Vermutung. Wir konnten bei $\lambda = 6240{,}8$ eine nach Rot unscharfe Linie mit dem Auge auffinden, die in ihrem Charakter den im blauen Teil des Spektrums beobachteten entsprach und sich auch schon durch die Abhängigkeit ihrer Intensität von der der Nachbarlinie als dem Lithium angehörig charakterisierte.

Man hat somit die Linien:
$\lambda = 6240{,}8$ $\lambda = 4636{,}14$ $\lambda = 4149{,}1$ $\lambda = 3924$, von denen der letzte Wert bereits recht unsicher ist.

Da infolge des unscharfen Charakters der neuen Linien eine genaue Wellenlängenbestimmung nicht möglich ist, kann man auf die Zusammenfassung der Linien in eine Serie kein grosses Gewicht legen, was den Wert der Konstanten betrifft. Wohl aber wird man über den allgemeinen Charakter der Serie einigen Aufschluss gewinnen. Man erhält aus den drei ersten Linien für die Schwingungszahl n die Gleichung

$$n = 28\,538{,}0 - 110034\,\nu^{-2} - 23306\,\nu^{-4}.$$

Setzt man $\nu = 2$, so erhält man, wie bei den meisten übrigen Serien, einen negativen Wert; $\nu = 3, 4, 5$ liefern die drei ersten Linien; $\nu = 6$ giebt $\lambda = 3927$, während 3924 beobachtet ist; $\nu = 7$ würde $\lambda = 3804$ ergeben. Allein hier ist infolge der Nachbarschaft der Linie 3795 keine Beobachtung mehr möglich. Weiterhin zeigt der Betrag des ersten Koeffizienten, dass die Serie, analog wie bei Natrium, ungefähr an derselben Stelle ausläuft wie die erste Nebenserie, deren entsprechender Wert 28586 lautet. Auch der zweite Koeffizient passt vollkommen zu den korrespondierenden Werten der anderen Lithiumserien.

1) J. M. Eder und E. Valenta, Denkschr. Wien. Akad. 61, 347—64, 1894.
2) A. Hagenbach, Ann. d. Phys. 9, 729—741, 1902.

Es ist a priori zu erwarten, dass die neuen Linien eigentlich Paare sind. Allein wenn schon bei den Gliedern der ersten Nebenserie die Isolierung der Komponenten Schwierigkeiten macht, so dürfte ein solcher Versuch bei unseren Linien aussichtslos sein. Wir sahen denn auch nur einige Male mit dem Auge an der Linie 6240 Umkehrungen, die sich als die Auflösung dieser Linie in ein Paar deuten liessen. Bei dieser Gelegenheit haben wir auch die Umkehrungserscheinungen der Linie 6103 mit dem Auge unter variierenden Bedingungen beobachtet. Es zeigte sich bei grosser Dampfdichte eine doppelte Umkehr, die vollkommen der von einem von uns an der Linie 4603 beobachteten entsprach und somit auch für diese Linie zu derselben Auffassung führt, die für die Linie 4603 entwickelt wurde.

Alle erwähnten Linien traten nur im Kohlebogen auf und wurden weder in der Flamme noch im Funken beobachtet.

In dem Spektrum des Kaliums haben wir keine neuen Linien gefunden.

Dagegen gelang es, in dem Spektrum des Rubidiums einige neue Linien zu erhalten. Bei diesem Element reichen die Messungen von Kayser und Runge bis zu dem Paare 5431/5362, das zu dem Werte $n = 7$ in der Formel für die erste Nebenserie gehört. Ausserdem hat in älterer Zeit Lecoq in der Flamme Linien bei $\lambda = 5259$, 5161, 5085, 5021 beobachtet, die von Kayser und Runge auf das Rowlandsche System umgerechnet wurden und zu den Werten $n = 8$, 9, 10 und (11?) gehörten. In neuerer Zeit hat dann Ramage[1]) in der Gebläseflamme dieselben Linien gefunden und ausserdem noch Linien bei $\lambda = 5151$, 5076, 5017, 4983, 4967 (?), 5579, 5391, 5322, 5234 gemessen, von denen die fünf ersten der ersten Nebenserie, die vier letzten der bisher nicht beobachteten zweiten Nebenserie angehören.

1) H. Ramage, Astrophys. J. 16, 43—52, 1902.

Zunächst zeigte sich nun, dass ein grosser Teil dieser Linien auch im Bogen erhalten werden kann. Die Gebläseflamme giebt aber ein noch linienreicheres Spektrum, während im Funken nur die Hauptlinien auftreten. Mit steigender Ordnungszahl nimmt auch hier die Unschärfe der Linien zu, so dass die Messung derselben mit grossen Fehlern behaftet ist. Wir stellen die unterhalb 5600 beobachteten Linien in der folgenden Tabelle zusammen. Mit I, II wird die erste, resp. zweite Nebenserie bezeichnet; die Ziffer dahinter giebt die Ordnungszahl. Wir haben uns in der Verteilung der Linien an die Kayser-Rungesche Formel gehalten, während Ramage eine etwas andere Anordnung wählt. Die Linien der ersten Nebenserie oberhalb 5148 sind der Kürze wegen weggelassen.

Im einzelnen ist hierzu noch zu bemerken, dass die Linie 5165, welche auch Lecoq gemessen hat, im Gegensatz zu den anderen Linien scharf ist und daher vielleicht einem anderen Element angehört. Die Linie 5037 konnten wir nicht finden. Da sie sich gleichzeitig nicht in die Serien einordnet, dürfte sie wohl einer Verunreinigung zuzurechnen sein. Endlich ist die Linie 4926 anscheinend doppelt, ihr Wert unsicher.

Sodann haben wir auch das Linienspektrum des Cäsiums in vollkommen entsprechender Weise nach neuen Linien durchsucht. Wir

Rubidium.

Flamme				berechnet		Bogen
Lecoq[1])	Ramage	n	Kn und Hg	Kayser und Runge	n	Kn und Hg
	5654,2	II. 5	5654,2	5654,2[2])		5654,2
	5579,3	II. 5	5579,0			5579,0
	5391,3	II. 6	5390,1			5390,1
	5322,8	II. 6	5322,0			5322,0
	5234,6	II. 7	5233,9			5233,9
5161,8	5165,35		5165,2			5165,2
	5151,2	I. 8	5151,5	5148,1	I. 9	5151,5
	5132	II. 8	5132,9			5132,9
5085,8	5089,5	I. 8	5088	5086,4	I. 9	5088
	5076,3	I. 9	5076	5072,5	I. 10	5076
	5037					
5021,8	5023	I. 10	5023	5017,9	I. 11	5023
	5017	I. 9	5015	5012,0	I. 10	
	4983	I. 11	4982	4976,9	I. 12	
	4967		4963	4958,6	I. 11	
			4953	4946,1	I. 13	
			4926	4919,1	I. 12	
			4892	4888,4	I. 13	

1) Nach Kayser und Runge. 2) Diese Linie ist von Kayser und Runge im Bogen gemessen.

konnten dabei sämtliche Linien identifizieren, welche Ramage unterhalb 5750 gefunden hat, mit alleiniger Ausnahme der Linie 5209, die daher dem Cäsium wohl nicht angehören dürfte, um so mehr, als sie sich den Serien nicht einordnet.

Zum Schlusse möchten wir darauf hinweisen, dass wir unser negatives Resultat bei den Spektren des *K*, *Rb*, *Cs* keineswegs als endgültig betrachten dürfen. Denn bei der steigenden Unschärfe in den höheren Gliedern der neuen Serien und ihrer engen Nachbarschaft mit den Linien der Nebenserien wird es wahrscheinlich leichter sein, die Linien von kleinerer Ordnungszahl aufzufinden. Diese fallen jedoch in Gebiete, die der photographischen Durchmusterung für schwache Linien sehr ungünstig sind, sobald wir von *Li* und *Na* zu höheren Atomgewichten übergehen.

Bonn, den 14. Oktober 1903.

(Eingegangen 15. Oktober 1903.)

Die Spektralenergiekurve eines schwarzen Körpers bei Zimmertemperatur.

Von G. W. Stewart.

In den letzten 10 Jahren ist die Emission fester Körper mit grosser Aufmerksamkeit untersucht worden. Eine ausgezeichnete Zusammenfassung der experimentellen und theoretischen Untersuchungen von Paschen, Lummer, Pringsheim, Wanner, Rubens, Kurlbaum, Wien, Rayleigh und Planck ist in Band II von Kaysers Handbuch der Spektroskopie zu finden.

Die Messungen der Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers sind bei Temperaturen zwischen ungefähr 1800° abs. und 373° abs. ausgeführt worden. Langley [1]) glaubte, Daten für die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers bei —20° C. erhalten zu haben, und Mendenhall und Saunders [2]) behaupteten, die Energiekurve eines schwarzen Körpers bei —90° C. gefunden zu haben. Es wird sich hier bald ergeben, dass die Auslegung dieser Ergebnisse unzutreffend war.

Lummer und Pringsheim [3]) erzielten einen kleinen Teil des Spektrums eines Schirmes bei Zimmertemperatur, wie dieser bei ihren Versuchen zur Verwendung kam.

Der bei Messungen der Spektralenergiekurve eines schwarzen Körpers angewandte Apparat bestand aus einem Spiegelspektrometer und einem Bolometer.

1) Am. J. of Science 31, 1, 1886.
2) Astrophys. J. 13, 25, 1901.
3) Verh. d. D. Phys. Gesell. 2, 12, 163, 1900.

Der schwarze Körper wurde gegenüber dem Spalt des Spektrometers angebracht; die emittierte Energie ging durch das Spektrometersystem hindurch und bildete ein prismatisches Spektrum am Bolometerstreifen. Die Temperaturveränderung des Bolometerstreifens kam dann auf Rechnung des zwischen ihm und dem schwarzen Körper stattfindenden Energieaustausches, und wenn die Zimmertemperatur von der des schwarzen Körpers genügend verschieden war, so konnte die von dem Bolometerstreifen ausgesandte Energie vernachlässigt werden. Wenn man versuchte, die Energieverteilung im Spektrum eines schwarzen Körpers bei Zimmertemperatur nach dieser Methode zu finden, so würde es nötig sein, die Temperatur von Spektrometer und Bolometer weit unterhalb der des Zimmers zu wählen.

Da dies nun ganz unzulässig ist, so wurde bei der hier beschriebenen Arbeit eine andere Vorrichtung verwandt. Ein Radiometer und ein Spiegelspektrometer wurden auf Zimmertemperatur erhalten und die Temperatur des schwarzen Körpers auf die von flüssiger Luft erniedrigt. Bei einer derartigen Anordnung ist, da die Ablenkungen des Radiometers zu dem resultierenden Energieaustausch proportional sind, und da die von dem schwarzen Körper emittierte Energie im Verhältnis sehr klein ist, die erhaltene Ablenkung wirklich proportional zu der Emission des Radiometerflügels nach dem schwarzen Körper.

Langley, sowie Mendenhall und Saunders sahen die Sache nicht von dieser Seite an. Sie scheinen angenommen zu haben, dass ihre Messungen ihnen die Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers ganz unabhängig von dessen Temperatur ergaben.

Apparat und Einstellung.

Die Einrichtung von Spektrometer und Radiometer, Fig. 1, ist so ziemlich dieselbe,

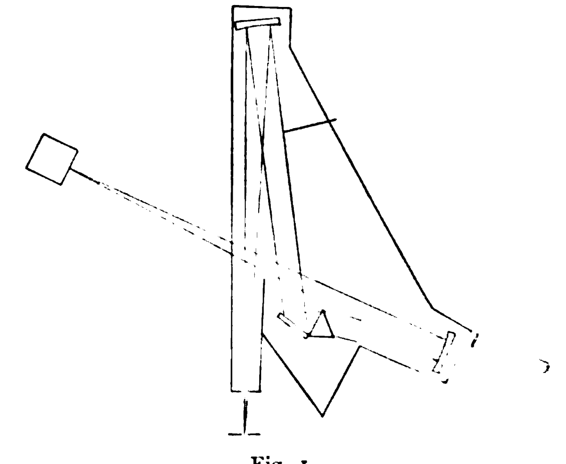


Fig. 1.

wie die in einem früheren Artikel [1]) beschriebene. Die Spiegel hatten eine Brennweite von 55,7 cm und eine Öffnung von 9 cm. Die Spiegelprismenvorrichtung von Wadsworth [2]) wurde benutzt, weil das Radiometer sich stationär erhalten liess und weil die gemessene Strahlung stets unter dem Minimum der Ablenkung durch das Prisma hindurch ging; das Prisma bestand aus Steinsalz und der Brechungswinkel betrug $59^0\ 47'\ 53''$.

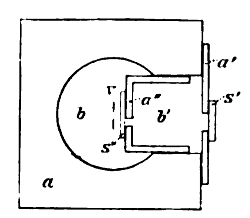


Fig. 2.

Fig. 2 ist ein horizontaler Querschnitt des Radiometers. Das Instrument ist dasselbe, das bei der obenerwähnten Arbeit zur Verwendung kam, abgesehen von einigen wenigen bei diesem Spezialversuch notwendigen Abänderungen.

a ist der 5 cm × 5 cm messende Bronzeblock mit senkrechter Ausbohrung *b*, von 3 cm Durchmesser; *a'* ist eine Messingplatte mit vertikalem Spalt, welche vorn an eine horizontale Ausbohrung *b'* von 2 cm Durchmesser angelötet ist; *a''* ist eine Messingröhre mit Vertikalspalt von 2 mm Breite am verschlossenen Ende; die Röhre passt in die Ausbohrung *b'*; *s'* und *s''* sind Steinsalzplatten, und bei *v* sind die Flügel angebracht. Die Platte *s'* wurde zur Erzielung eines Vakuums benutzt, während *s''* als Wand dient, wie eine solche für eine empfindliche Radiometerwirkung wesentlich ist. Die Radiometerflügel wurden so konstruiert, dass sie einem vollkommen schwarzen Körper so nahe wie möglich kamen.

Wenn auch der Strahlungsflügel sich in einer Aushöhlung befindet, so hängt doch seine Ablenkung nicht von dem Gesamtbetrage der aus der Aushöhlung ausgestrahlten Energie, sondern nur von der durch den Flügel emittierten Energie ab. Die Flügel sind aus Platin und sind mit Platinschwarz überzogen. Kurlbaum [3]) hat gezeigt, dass ein Überzug von Platinschwarz von $\frac{200\ \text{gr}}{\text{dm}^2}$ bei 100^0 C. ungefähr 97 Proz. der Strahlung eines idealschwarzen Körpers bei dieser Temperatur auswendet. Um mindestens eine Dicke von $\frac{200\ \text{gr}}{\text{dm}^2}$ zu erzielen, wurde ungefähr der vierfache Betrag elektrolytisch nach der Kurlbaumschen Methode niedergeschlagen. Wenn der Flügel auch mindestens 97 Proz. von der Energie eines idealschwarzen Körpers bei 100^0 C. emittierte, so folgt daraus doch nicht, dass die Energieverteilung im Spektrum des Radiometerflügels bei Zimmertemperatur auch nur annähernd dieselbe gewesen wäre wie die eines idealschwarzen Körpers von derselben Temperatur. Dieser Punkt soll in einem anderen Teile vorliegender Arbeit näher erörtert werden.

Die Rotation des Radiometerflügels wurde vermittels Fernrohr und Skala abgelesen.

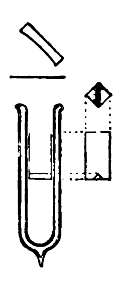


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt den Apparat, welcher dem Spektrometerspalt gegenüber angebracht wurde. Der schwarze Körper war ein länglicher Zinnkasten mit oberer Verschlussplatte, der im Inneren stark mit Lampenruss überzogen war. Ein V-förmiger Streifen wurde am Boden angebracht, um die direkte Spiegelung zu vermindern. Dieser annähernd schwarze Körper wurde in flüssiger Luft in eine Dewarsche Röhre gehängt; dieselbe wurde so lange gehoben oder gesenkt, bis der Kasten gerade schwamm. Der schwarze Körper wurde auf diese Weise in derselben Stellung erhalten. Oberhalb der Röhre wurde ein aus Glas und Zinn bestehender Schirm und darüber ein konkaver Spiegel von ungefähr 11 cm Radius und 7 cm Öffnung angebracht. Spiegel, Schirm und Röhre wurden dem Spektrometerspalt gegenüber angebracht; die Entfernungen waren so, dass das Bild des Spaltes des schwarzen Körpers auf den Spektrometerspalt fiel. Wenn dieser schwarze Körper zwar nicht ideal schwarz war, so war er es doch mit genügender Annäherung.

Der Prismentisch wurde zunächst so eingestellt, dass Natriumlicht vom Spektrometerspalt durch das Prisma unter dem Minimum der Ablenkung hindurchging. Der zweite Spiegel wurde hierauf so weit gedreht, dass das Bild des Spektrometerspaltes auf den Radiometerspalt fiel, und das Radiometer sich bei einer bekannten Wellenlänge, nämlich der der D-Linien, befand.

Bei Beobachtungen in verschiedenen Teilen

1) Phys. Rev. **13**, 257 1901.
2) Phil. Mag. **38**, 337.
3) Wied. Ann. **67**, 846, 1899.

des Spektrums wurde der Prismentisch über einen Winkel gedreht, welcher die Hälfte der Veränderung der Minimalablenkung betrug. Das den Radiometerspalt treffende Licht wurde von der Steinsalzplatte, die sich dicht dahinter befindet, teilweise reflektiert. Die in der Nähe des zweiten Spiegels in Fig. 1 angegebene Linse war so eingestellt, dass dieses reflektierte Licht auf dieselbe fiel und sich ihr Brennpunkt im Okular des Mikroskops befand. Wenn man in das Okular hineinsah, so konnte man bestimmen, wann das Spektrometerbild mit dem Radiometerspalt zusammenfiel. Diese Einstellung konnte durch Drehung des Prismentisches bis auf 10″ nach der Ablesung auf dem Spektrometer erfolgen; ein Fehler von 10″ würde weniger als 0,01 μ bei irgend einer der hier betrachteten Wellenlängen bedeuten.

Die relative Stellung des Spiegels und des Radiometerspaltes war von grosser Wichtigkeit, da Flügel und Spalt dieselbe Breite hatten und, wenn der Flügel nicht unmittelbar sich hinter dem Spalte befand, der wirksame Spalt nicht nur schmäler wurde, sondern sich sogar verschob. Diese Verschiebung verursachte einen Fehler in der Berechnung der Wellenlänge. Um diesen Fehler zu vermeiden, wurde der Flügel so genau wie möglich mit dem Auge eingestellt und hierauf der Apparat geprüft, indem man die Lage der Emissionsbande von CO_2 in einer Acetylen-Bunsenflamme feststellte. Wenn das Maximum nicht auf 4,40 μ zu liegen kam, wie dies von Paschen[1]) angegeben worden ist, so wurde die Niveauschraube so lange gedreht, bis der Flügel gut eingestellt war.

Versuchsergebnisse.

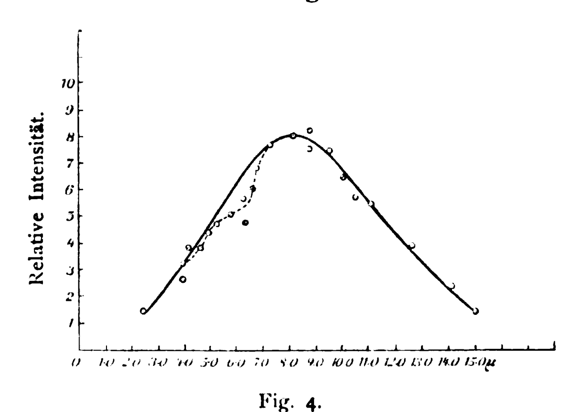


Fig. 4.

Die Energieverteilung im Spektrum des durch den Radiometerflügel dargestellten annähernd schwarzen Körpers wurde durch Ablesung der Ablenkungen mit offener und geschlossener Jalousie erhalten. Eine Anzahl Beobachtungen wurde für jede Einstellung des Prismentisches vorgenommen und der Mittelwert behalten. Auf diese Weise wurden die Beobachtungspunkte in Fig. 4 eingetragen. Die durch eine punktierte Linie angegebenen beobachteten Streifen bei 4 μ bis 5 μ und bei 6,2 μ entsprechen bezw. CO_2 und H_2O; die Absorption rührt von den in der Zimmeratmosphäre anwesenden Gasen her.

Paschen[1]) stellt fest, dass die Absorptionsstreifen von CO_2 gerade oberhalb von 4,27 μ zu liegen kommen; und dass in der Nähe von 6 μ eine Anzahl Absorptionsstreifen von H_2O bestehen, welche ein Maximum bei etwa 5,95 μ geben.

Die Wellenlängen für die Kurve wurden nach den Brechungsindices berechnet, wie diese von Rubens und Trowbridge[2]) angegeben worden sind. Auf beifolgender Fig. 5 ist die untere Kurve mit Indices und Wellenlängen als Koordinaten gezeichnet, während die obere Kurve die Beziehung zwischen der Rotation des Prismentisches aus den D-Linien und der berechneten Wellenlänge angiebt.

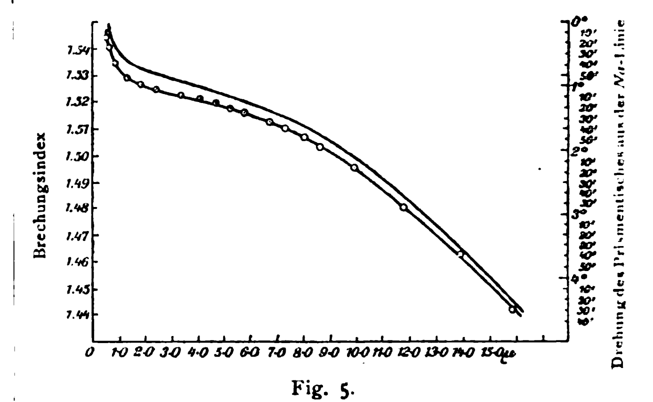


Fig. 5.

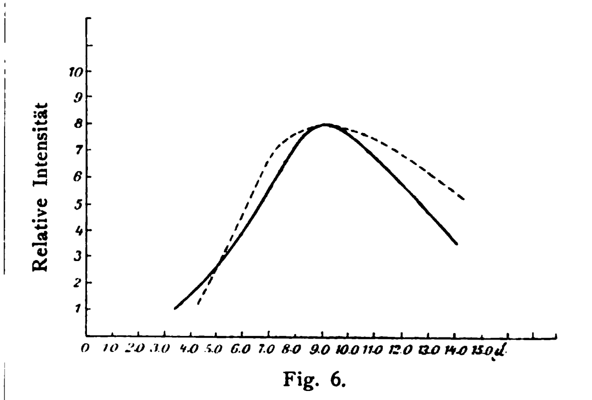


Fig. 6.

In Fig. 6 ist die ausgezogene Linie die wirkliche Energieverteilung; die Korrektion mit Bezug auf die Breite des Spaltes wurde nach der Paschenschen[3]) Methode vorgenommen. Die Maximalintensität liegt bei 9,2 μ. Es ist

1) Wied. Ann. **53**, 334, 1894.

1) Wied. Ann. **53**, 334, 336. 1894.
2) Wied. Ann. **61**, 724, 1897.
3) Wied. Ann. **60**, 712, 1897.

von Interesse, dieses Maximum mit dem zu vergleichen, welches man nach der Gleichung $\lambda_m T = A$ voraus bestimmen kann, wenn λ_m die Wellenlänge des Maximums, T die absolute Temperatur und A eine Konstante ist, welche durch das Experiment bei anderen Temperaturen bestimmt wird. Die zuverlässigsten Bestimmungen von A, die bisher gemacht worden sind, sind die von Paschen sowie von Lummer und Pringsheim. Der Paschensche Wert[1]) ist 2920; Lummer und Pringsheim[2]) haben 2940 gefunden. Die Zimmertemperatur betrug während der hier beschriebenen Versuche ungefähr 24^0 C. oder 297^0 absolut. Wenn man letzteren Wert für C und Paschens Wert für A benutzt, so wird die Wellenlänge des Maximums 9,8 μ, was mit dem beobachteten Werte 9,2 μ nicht übereinstimmt. Beim experimentellen Arbeiten bestehen verschiedene Fehlerquellen, die jedoch, wie man einsehen wird, den Unterschied zwischen der vorausbestimmten und beobachteten Lage des Maximums nicht erklären können. Weder der Radiometerflügel noch der Zinnkasten sind bei der Temperatur von flüssiger Luft idealschwarze Körper. Letzterer braucht nicht einmal ein annähernd schwarzer Körper zu sein, da das Maximum seines Spektrums so sehr weit von 9 μ entfernt ist, dass seine relative Absorption in dieser Gegend so gut wie dieselbe sein würde, wie die eines schwarzen Körpers. Wie vorher angegeben, wurde der Flügel mit Platinschwarz von solcher Dicke überzogen, dass er bei 100^0 C. mehr als 97 Proz. von der Strahlung eines idealschwarzen Körpers emittieren würde.

Die Wellenlänge der Maximalemission bei dieser Temperatur würde 7,8 μ betragen und daher würde die Energie in der Nähe von 9 μ und 10 μ einen beträglichen Teil der Gesamtenergie darstellen. Wenn der Unterschied zwischen der Totalemission des Flügels und der eines schwarzen Körpers bei 100^0 C. geringer als 3 Proz. ist, und wenn dieser Fehler von 3 Proz. sich verteilt und nicht auf ein bestimmtes Bereich fällt, so erscheint es ganz unmöglich, dass das Emissionsmaximum des Flügels bei 24^0 C. beträchtlich von dem Maximum eines idealschwarzen Körpers verschieden sein sollte.

Es ist interessant, die Ergebnisse dieser Beobachtungen mit der aus der Planckschen Gleichung erhaltenen Kurve zu vergleichen. Diese Gleichung lautet:

$$\mathfrak{J} = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}.$$

Hier ist $\mathfrak{J}$ die Energie bei irgend einer Wellenlänge λ, T die absolute Temperatur und c_1 und c_2 sind Konstanten. Der Wert von c_2 ist nach der Theorie $4{,}965 \times \lambda_m T$. Wenn man zum Vergleich den bei dem Versuch gefundenen Wert von $\lambda_m T$ benutzt, so nimmt c_2 den Wert 13530 an. Mit Benutzung dieser Konstante wurden die relativen Werte von $\frac{\mathfrak{J}}{c}$ in Fig. 6 mit einer punktierten Linie angegeben. Wie man sieht, stimmen die theoretischen und experimentellen Kurven nicht miteinander überein.

Ich weiss zwar nicht, wie ich den Umstand erklären soll, dass meine Ergebnisse mit denen einer wohl geprüften Theorie nicht übereinstimmen, will damit jedoch keinen Einwurf gegen die Theorie erheben. Die erzielte Maximalablenkung betrug auf einer 6,4 m von dem Spiegel entfernten Skala nur ungefähr 4 mm, aber die Beständigkeit der Resultate macht jede Kritik zunichte, welche auf der Kleinheit der Ablenkungen fusst.

Der experimentelle Teil vorliegender Arbeit wurde im Physikalischen Laboratorium der Cornell-Universität aufgeführt.

Grand Forks; Staats-Universität von Dakota, September 1903.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 11. Oktober 1903.)

1) Ann. d. Phys. **4**, 277, 1901.
2) Verh. d. D. Phys. Gesell. 1, 215, 1899.

Die Einwirkung von radioaktiven Körpern auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens.

Von Edmond van Aubel.

F. Himstedt[1]) und Eugène Bloch[2]) haben gezeigt, dass Radiumstrahlen auf die elektrische Leitfähigkeit des Selens einwirken: die beobachtete Widerstandsverminderung ist von derselben Grössenordnung wie die durch Licht- und Röntgenstrahlen hervorgerufenen Veränderungen; nur tritt sie langsamer in die Erscheinung. Andererseits hat W. J. Russell[3]) mehrere Versuche ausgeführt, aus denen hervorgeht, dass Wasserstoffsuperoxyd auf photographische Platten intensiv einwirkt, und J. Sperber[4]) hat die photochemische Wirkung von Terpentinessenz untersucht. In neueren Arbeiten hat L. Graetz[5]) bewiesen, dass die von Wasserstoffsuperoxyd hervorgerufenen Erscheinungen in vieler Hinsicht den von Kathoden- und Becquerelstrahlen hervorgerufenen ähnlich sind; nur ist der sehr bedeutende Einfluss der Temperatur auf die photographische Einwirkung eine charakteristische Eigenschaft dieser neuen Strahlen.

1) Ann. der Physik 1901.
2) Compt. rend. **132**, 914, 1901.
3) Proc. of the Royal Society **64**, 409, 1899.
4) Beiblätter **23**, 127, 1899.
5) Diese Zeitschr. **4**, 160 u. 271, 1902/1903.

Es erschien mir interessant, das Verhalten von Selen den neuen radioaktiven Körpern gegenüber zu untersuchen.

Zu diesem Zwecke wurde ein Selenelement von grosser Lichtempfindlichkeit (von J. W. Giltay konstruiert) in der Dunkelheit über einem Porzellanbecken angebracht, welches 30 prozentiges Wasserstoffsuperoxyd (nach Gewicht) enthielt. Eine 1 mm dicke Messingplatte konnte zwischen dem Selen und der Schicht Wasserstoffsuperoxyd angebracht werden und gestattete, die Einwirkung des radioaktiven Körpers auszuschalten. Das Ganze war in einem Holzkasten untergebracht und der Einwirkung des Lichtes entzogen.

Der elektrische Widerstand des Selens wurde nach der Methode der Wheatstoneschen Brücke gemessen. Wenn die Messingplatte eingeschaltet war, so betrug der Widerstand 496000 Ohm; wenn man die Platte wegnahm, so liess man die von dem Superoxyd ausgehenden Strahlen ihre Wirkung ausüben und sank der Widerstand in 3—4 Minuten bis auf 324000 Ohm. Wenn man den Messingschirm wieder einbrachte, so beobachtete man, dass das Selen sehr langsam seinen ursprünglichen Widerstand wieder annahm.

Hierauf wurde ein Porzellanbecken mit Terpentinessenz an Stelle des Beckens mit Wasserstoffsuperoxyd gebracht, und dieselben Versuche wiederholt. Der anfänglich 461000 Ohm betragende elektrische Widerstand nahm nach einer 15 Minuten betragenden Einwirkung der Essenz den Wert von 386000 Ohm an. Die Widerstandsverringerung erfolgte jetzt bedeutend langsamer als früher, und dasselbe galt von der Wiederannahme des ursprünglichen elektrischen Widerstandswertes.

Bei allen Versuchen betrug der Abstand zwischen der Selenplatte und der Flüssigkeitsschicht ungefähr 3 cm.

Aus diesen Resultaten ergiebt es sich, dass radioaktive Körper ebenso wie Licht- und Röntgenstrahlen auf Selen einwirken, dass sich jedoch der Einfluss viel langsamer fühlbar macht; es scheint mir auch damit erwiesen zu sein, dass Wasserstoffsuperoxyd und Terpentinessenz Strahlen aussenden.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 4. September 1903.)

Über die elektrische Leitfähigkeit des Selens bei Anwesenheit von mit Ozon behandelten Körpern.

Von Edmond van Aubel.

J. H. Vincent[1]) hat zuerst gezeigt, dass Substanzen, die an und für sich auf photographische Platten Eindrücke hervorzurufen nicht imstande sind, diese Eigenschaft erlangen, sobald sie der Einwirkung von Ozon ausgesetzt werden. Die Versuche wurden mit Kautschuk, Guttapercha und Kampher ausgeführt und hatten auf chemischem Wege das Ergebnis, dass mit Ozon behandelter Kautschuk Wasserstoffsuperoxyd enthält. Ozon allein wirkte auf die photographische Platte nicht ein. Die erzielten Resultate stellten auf diese Weise eine Folge der W. J. Russellschen Untersuchungen dar.

Im vorigen Jahre hat P. Villard[1]) der Französischen Physikalischen Gesellschaft eine Mitteilung über dieselbe Eigenschaft von mit Ozon behandelten Körpern gemacht, aber der französische Physiker thut der früheren J. H. Vincentschen Versuche keine Erwähnung und giebt im übrigen keinerlei Erklärung für die von ihm beobachteten interessanten Erscheinungen. Neuerdings hat Octave Dony-Hénault[2]) die P. Villardschen Versuche wieder aufgenommen und die erzielten Resultate auf Rechnung von entstehendem Wasserstoffsuperoxyd gesetzt. Die Arbeiten von P. Villard und Octave Dony-Hénault stellen daher eine Ergänzung zu den J. H. Vincentschen Untersuchungen dar.

Andererseits habe ich gezeigt[3]), dass die von Wasserstoffsuperoxyd und von Terpentinessenz ausgesandten Strahlen den elektrischen Widerstand von Selen vermindern. In vorliegender Notiz beabsichtige ich zu untersuchen, ob mit Ozon behandelte Körper ebenso wirken.

Der früher benutzte Apparat wurde auch hierbei angewandt.

1. Ein rotes Kautschukblatt wurde 12 Sek. lang in einen trockenen Ozonstrom gehalten und hierauf in ein Porzellanbecken gelegt; dasselbe stand in dem früher benutzten Holzkasten. Der elektrische Widerstand des Selens betrug zu Anfang 599000 Ohm. Nach 15 Minuten dauernder Einwirkung der von dem ozonisierten Kautschuk ausgesandten Strahlen sank der Widerstand auf 556000 Ohm. Hierauf wurde der Messingschirm eingesetzt und nach einer Stunde war der Widerstand wieder auf 563000 Ohm gestiegen. Am folgenden Tage fand man, dass das Selen so ziemlich wieder seine ursprüngliche Leitfähigkeit angenommen hatte.

Mit schwarzem Kautschuk wurden ähnliche Resultate erzielt.

2. Kampherstücke wurden 25 Minuten lang einem Strome trockenen Ozons ausgesetzt. Der elektrische Widerstand der Selenzelle betrug zu Anfang 591000 Ohm. Die von dem ozoni-

1) Beiblätter **23**, 855, 1899; Fortschritte der Physik des Äthers im Jahre 1899, S. 176.

1) Revue générale des sciences **13**, 215, 1902; Société française de physique 7. Febr. 1902.

2) Diese Zeitschr. **4**, 416, 1903. Bulletin de l'Association belge des chim. Febr. 1903, S. 79.

3) Compt. rend. 14. April 1903.

sierten Kampher ausgesandten Strahlen brachten diesen Widerstand innerhalb von 15 Minuten bis auf 510000 Ohm herab. Wenn der Messingschirm eingeschaltet wurde, so fand man 534000 Ohm nach einer Stunde, und am folgenden Tage war der ursprüngliche Widerstand wieder erreicht.

Aus diesen Resultaten ergiebt sich, dass mit Ozon behandelte Körper, die von demselben angegriffen werden können, die elektrische Leitfähigkeit von Selen erhöhen, dass aber das Zurückgehen auf den ursprünglichen Wert des elektrischen Widerstandes der Zelle ausserordentlich langsam erfolgt.

(Aus dem Französischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 4. Oktober 1903.)

Über die Kapazität einer Geisslerschen Röhre im magnetischen Felde.

Von E. Lopuchin und A. Afanasieff.

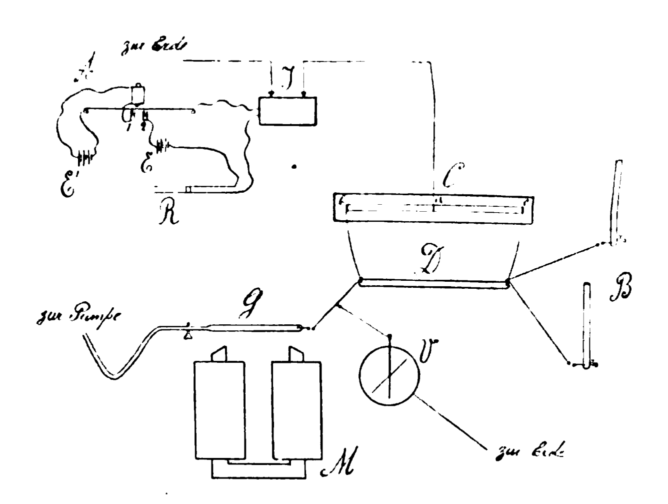
Die vorliegende Arbeit führten wir auf Anregung des Herrn Professors J. Borgmann aus. Es ist eine Untersuchung der scheinbaren Kapazität einer leuchtenden Geisslerschen Röhre nach der Methode, welche Herr Professor Borgmann zur Messung sehr kleiner Kapazitäten vorgeschlagen hat. Hr. J. Borgmann hat diese neue Methode[1]) zur Untersuchung der veränderlichen Kapazität einer leuchtenden Geisslerschen Röhre angewandt. Es ist zu bemerken, dass überhaupt die Veränderung der Kapazität der Geisslerschen Röhre mit einer Veränderung der Intensität des Leuchtens derselben eng verbunden ist. Die Kapazität sowie auch das Leuchten sind von vielen Bedingungen abhängig, unter anderem auch von dem Grade der Verdünnung der im Rohre befindlichen Gase, was Hr. J. Borgmann bemerkte und was wir nachher in unserer vorigen Arbeit bestätigten.[2]) Das Ziel der vorliegenden Arbeit war eine Untersuchung der Wirkung des magnetischen Feldes auf die Kapazität der Röhre.

Wir arbeiteten nicht nur nach der Methode des Hrn. Borgmann, sondern benutzten auch teilweise die Apparate, welche ihm zu Messungen dienten, nämlich eine Paraffinrinne und graduierte Büretten (eine Teilung der Bürette = 0,216 elektrostat. C. G. S. E.). Nur benutzten wir statt einer Geisslerschen Röhre, in deren schmalem Mittelteile man den dunklen Raum, den „Knoten", beobachtet, eine lange cylinderförmige Röhre (Länge = 80 cm, Durchmesser 1,75 cm), welche bis auf Zehntel Millimeter evakuiert war.

1) Diese Zeitschr. 2, 651, 1901.

2) Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 1901, 73.

Die Versuchsanordnung ist aus folgendem Schema ersichtlich:



Das Induktorium I (Länge des Funkens 3 cm), mit einem geerdeten Pole, war mit einem Saitenunterbrecher A versehen. Um die elektromotorische Kraft des Sekundärstromes (von 400 bis 1500 V.) verändern zu können, war in den Primärstrom ein Rheostat R eingeführt. Kleine Veränderungen wurden durch Schrauben des Gläschens des Unterbrechers erzielt. Der isolierte Pol des Induktoriums war mit der mittleren beweglichen Elektrode C der Paraffinrinne verbunden. Die Rinne enthielt 90 ccm einer hundertfachen Verdünnung der Nernstschen Flüssigkeit zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten. Aus der Rinne tritt die intermittierende Elektrisierung von beiden Seiten in die zu den Messungen dienende Röhre D; in der Mitte der letzteren bildete sich der Knoten. An ein Ende der Röhre konnte man die obengenannten Büretten B anschliessen, welche mit Quecksilber gefüllt waren, und zur Kompensation der zu messenden Kapazität dienten. Zur Bestimmung des Entladungspotentials der Sekundärspule war an das andere Ende der Röhre D ein Braunscher Elektrometer V angeschlossen (1 sec = 100 V.). Die Fassung des Elektrometers war geerdet. An dasselbe Ende der Röhre D war auch die zu untersuchende Röhre G angeschlossen. Dieselbe war cylindrisch (Länge 37 cm, Durchmesser 1,75 cm) mit einer kleinen Aluminiumelektrode, welche in das geschlossene Ende der Röhre parallel der Längsachse eintrat. Das andere Ende war zugespitzt, mit einem Hahne versehen und mittels einer Reihe Glasverbindungen an eine selbstthätige Pumpe, nach Raps, angeschlossen. Zu Druckmessungen dienten ein U-förmiges Manometer für Drucke höher als 1 mm und ein Apparat, nach Mc. Leod, für sehr niedrige Drucke. Die Röhre ruhte auf Paraffinlagern, welche an einem Elektromagneten M angebracht waren. Die Feld-

stärke war in allen Versuchen dieselbe, nämlich ca. 1000 Gauss in der Mitte der Röhre.

Eine Reihe von Vorversuchen dienten zur Bestimmung der günstigsten Bedingungen zur Messung der Kapazität der zu untersuchenden Röhre.

Es erwies sich, dass die Kapazität der letzteren von der Zahl der Unterbrechungen des Primärstromes, sowie von dem Entladungspotential während des Leuchtens der Röhre abhängig ist. Die Kapazität wächst beim Vergrössern des Entladungspotentials, sowie beim Vergrössern der Zahl der Unterbrechungen. Ausserdem ist die Grösse des Entladungspotentials von grosser Wirkung auf die Empfindlichkeit des Knotens in der messenden Röhre. Es erwies sich, dass für Kapazitäten von 0 bis 23 C. G. S. (die ungefähre Kapazität beider Büretten sind entschieden mehr wie die maximale Kapazität der zu messenden Röhre, 16,2 C. G. S.), die günstigsten Bedingungen, was Empfindlichkeit, Definition und Dimension des Knotens betrifft, bei 1300 V. liegen. Der Elektrometer wurde bei ausgeschalteten Büretten und Röhre *G* abgelesen, wobei sich die bewegliche Elektrode der Rinne in *b* befand.

Um die Wirkung der Veränderung der Zahl der Unterbrechungen auszuschliessen, sorgten wir für die Konstanz der Zahl der Unterbrechungen.

Zu diesem Zwecke wurde der Unterbrecher auf den höchsten Ton abgestimmt, mit dem er noch gut arbeitete, und beim kleinsten Sinken der Tonhöhe wurde die Saite wieder angezogen.

Die Untersuchung der Wirkung des Magnetfeldes selbst hatten wir in zwei Reihen von Beobachtungen eingeteilt.

In einer Reihe der Beobachtungen war die Röhrenachse parallel den Kraftlinien gerichtet, in der zweiten senkrecht zu den Kraftlinien. Die Wirkung des Magnetfeldes in diesen zwei Lagen ist dadurch verschieden. Lag die Röhre axial im Magnetfelde, so verminderte sich die Kapazität merklich, bei äquatorialer Lage dagegen vergrösserte sie sich stark. Mit dieser Verminderung und Vergrösserung der Kapazität der Röhre ist eine Verminderung oder Vergrösserung des Leuchtens durch das magnetische Feld eng verbunden.

In der folgenden Tabelle sind einige Ergebnisse unserer Messungen angeführt (das Mittel von je fünf Messungen genau bis auf 0,1 elektrost. C. G. S. E.).

Luftdruck in der Röhre	Kapazität in elektrost. C. G. S. E. ohne magn. Feld	im magn. Felde parallel der Achse
1 Atm. — 50 mm	<0,4	Keine merkliche Änderung der Kapazität durch das magnetische Feld
35	0,4	
31	0,5	
25	1,8	
16	3,8	
9	8,8	
5	11,9	
2,5	14,6	
1	15,5	12,9
0,5	15,1	11,9
0,2	14,4	7,2
0,1	13,8	2,2
0,07	11,3	0,8
0,03	2,6	0,7
0,015	1,8	0,7

Aus unseren Beobachtungen folgt, dass, solange in der Röhre kein Leuchten eintritt, die Kapazität der Röhre konstant ist; es scheint, dass wir es in diesem Falle mit der Kapazität der Elektrode allein zu thun haben. Dieses war bei unserer Röhre der Fall bei Veränderungen des Luftdruckes von 1 Atm. bis auf 50 mm. Die Kapazität ist etwas kleiner als 0,4 C. G. S. Das Leuchten in unmittelbarer Nähe der Elektrode setzte bei etwas weniger als 50 mm Druck ein. Bei weiterem Evakuieren wächst die Kapazität stark. Sie erreicht ihr Maximum bei 1 mm Druck, was wir schon früher konstatierten. Bei weiterem Evakuieren von 0,5 mm bis 0,07 mm vermindert sich die Kapazität merklich. Bei 0,2 mm setzt die grüne Fluoreszenz des Glases ein, was die Anwesenheit von Kathodenstrahlen anzeigt. Von 0,07 mm bis 0,03 mm geschieht ein plötzlicher Fall der Kapazität, begleitet von fast vollständigem Verschwinden des Leuchtens. Das Magnetfeld hatte bei axialer Lage der Röhre keine merkliche Wirkung auf die Kapazität noch auf das Leuchten der Röhre, solange der Druck grösser als ein Millimeter war. Nur bei Luftdrucken von 1 mm und weniger trat die Wirkung des Magnetfeldes immer deutlicher hervor. Das magnetische Feld vermindert die Kapazität der Röhre bei axialer Lage der letzteren; zugleich deformiert es das Leuchten, welches in zwei Strahlen zersplittert und schraubenförmig gedreht wird. Die Richtung der Schraube ist durch die Richtung der Feldstärke definiert.

Die Intensität des Leuchtens ist im magnetischen Felde merklich vermindert im Vergleiche zu dem Leuchten bei demselben Druck ohne magnetisches Feld.

Besonders stark ist die Verminderung der Kapazität bei Luftdrucken, welche der Erscheinung der Kathodenstrahlen entsprechen (0,2 mm bis 0,07 mm; bei 0,07 mm ist die Verminderung von 11,3 C. G. S. auf 0,8 C. G. S.).

Vom Luftdruck 0,07 mm angefangen, löscht das Magnetfeld einfach das Leuchten. Die Kapazität wird von 0,03 mm an fast konstant und nicht viel grösser als die Kapazität der Elektrode.

Die folgende zweite Tabelle enthält die Ergebnisse unserer Messungen der Kapazität einer Geisslerröhre, welche perpendikulär zu den Kraftlinien gelagert war (gleichfalls das Mittel aus je fünf Messungen bis auf 0,1 C.G.S. genau).

Luftdruck in der Röhre	Kapazität in elektrost. C. G. S. E. ohne magn. Feld	im magn. Felde perpendikulär d. Achse
1 Atm. — 50 mm	< 0,4	< 0,4
35	0,4	0,4
25	1,8	2,8
17,5	3,2	4,9
9	8,6	10,3
5	11,4	14,1
2,5	13,8	15,9
1	14,4	16,2
0,5	13,8	13,8
0,2	13,4	12,3
0,06	11,1	2,7
0,03	2,4	2,4
0,015	1,7	3,2
0,006	0,4	1,8
0,001	0,4	1,8

Die Tabelle zeigt, dass alle Messungen der Kapazität ohne Feld etwas kleiner als in der ersten Tabelle ausgefallen sind; diese Verminderung lässt sich leicht durch die Veränderung der Versuchsanordnung erklären.

Jedoch blieb der Charakter der Veränderung der Kapazität bei Druckverminderung derselbe; die Zahlen sind ziemlich nahe zueinander und das Leuchten bei gleichem Drucke in beiden Fällen identisch.

Man sieht, dass bei äquatorialer Lage der Röhre die Wirkung des magnetischen Feldes viel früher, d. h. bei höherem Drucke einsetzt, als bei axialer Lage der Röhre. Bei äquatorialer Lage des Rohres ist die Deformation des Leuchtens derartig, dass das Leuchten intensiver und räumlich verbreiteter wird, zugleich wächst auch die Kapazität. Das Maximum der Vergrösserung (von 11,4 auf 14,1 C.G.S.) tritt bei 5 mm Druck ein. Beim Evakuieren von 5 mm bis auf 0,5 mm vermindert sich die Wirkung des magnetischen Feldes. Bei 0,5 mm wirkt das magnetische Feld überhaupt nicht auf die Kapazität. Bei weiterem Evakuieren von 0,5 bis 0,03 mm wirkt das magnetische Feld ganz wie bei der axialen Lage des Rohres, d. h. es vermindert die Kapazität merklich. Es ist bemerkenswert, dass dieser Druck gerade dem Entstehen und der Entwickelung der Kathodenstrahlen entspricht, und dass bei Anwesenheit der Kathodenstrahlen die Wirkung des magnetischen Feldes auf die Kapazität der Röhre von der Lage der Röhre unabhängig ist.

Bei 0,06 mm löscht man das Leuchten im magnetischen Felde fast vollständig, und bei 0,03 mm vollständig; jedoch ist die Kapazität der Röhre bei letzterem Druck im Felde dieselbe wie ohne das Feld.

Weiteres Evakuieren (0,015, 0,006, 0,001) ändert von neuem die Wirkung des Magnetfeldes; man beobachtet wieder eine Vergrösserung der Kapazität, und sogar in dem Falle, wenn das Leuchten überhaupt nicht mehr einsetzt und die Kapazität der Röhre wieder der Kapazität der Elektrode gleich wird.

St. Petersburg, D. Physik. Institut d. k. Universität.

(Eingegangen 1. Oktober 1903.)

Über die Anwendung des elektrodenlosen Ringstromes zur Widerstandsmessung verdünnter Luft.

Von E. Lecher.

In einem Vortrage über „Schirmwirkung der Gase gegen elektrische Schwingungen" berichtete ich über die starke Leitfähigkeit verdünnter Luft.[1])

Diese Versuche habe ich nun weiter geführt und darüber ausführlich an die Wiener Akademie[2]) berichtet. Das seiner Zeit mitgeteilte Ergebnis wurde neuerlich bestätigt, dass nämlich Luft bei Drucken von 0,4 bis 0,3 mm Hg gegen höhere elektromotorische Kräfte viel besser leitet als unsere bestleitenden Elektrolyte. Nicht erfüllt aber haben sich die Hoffnungen, welche ich von einer eingehenden Ausbildung der Methode in Bezug auf Genauigkeit ausgesprochen habe. Davon möchte ich im folgenden sprechen.

Die Methode des elektrodenlosen Ringstromes ist nämlich in den meisten Fällen garnicht das, als was ich dieselbe aus den Händen meiner Vorgänger übernommen habe.

Der erste Anblick eines elektrodenlosen Ringstromes drängt wohl jedermann zur Annahme elektrostatischer Wirkungen. Diese Anschauung zu widerlegen, wurden viele Versuche gemacht, so von dem Entdecker der Erscheinung, J. J. Thomson, von Rimington[3]) und von mir. Dabei glaube ich aber doch an die Möglichkeit eines Versehens, das manchmal zu Täuschungen Veranlassung geben kann.

Mein diesbezüglicher Versuch[4]) z. B. wäre nur richtig gedeutet, wenn es sich um eine einfache Influenz durch eine Gesamtladung der Spule handelte, die Erklärung nimmt aber nicht Rücksicht auf die bei so raschen Schwin-

1) Diese Zeitschrift **4**, 32, 1902. Verhandlungen der Deutschen physik. Gesellschaft **4**, 13, 307, 1902.
2) K. Akad. der Wissensch. in Wien, CXII IIa, Juli 1903. (Dürfte demnächst erscheinen.)
3) Phil. Mag. (5) **35**, 506, 1893.
4) Diese Zeitschrift **4**, 32, Fig. 1, 1902.

gungen ungemein anwachsenden scheinbaren Widerstände der induzierenden Rolle. Die erste dieser Windungen hat gegen die vierte eine grosse Potentialdifferenz und es tritt dann eine Entladung durch die verdünnte Luft von Glas zu Glas ein, wie dies in Fig. 1 dargestellt ist.

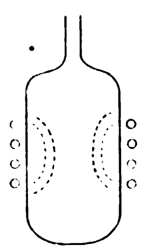


Fig. 1.

Diese Fehlerquelle tritt natürlich besonders stark auf, wenn die Windungen direkt auf die Vakuumröhre aufgewickelt sind. Das Leuchten der Luftmasse und wohl alle von mir in meiner ersten Arbeit geschilderten Erscheinungen sind dadurch zustande gekommen.

Da die anderen Experimentatoren diese eigentlich so naheliegende Fehlerquelle niemals erwähnen, so glaube ich die Vermutung nicht abweisen zu dürfen, dass solche Impedanz-Nebenentladungen die eigentliche elektrodenlose Ringentladung oft vortäuschen oder zum mindesten stark überdecken. Wenn ich mir in Bezug auf die Versuche anderer diesbezüglich auch nur Vermutungen erlauben darf, so glaube ich in der Annahme doch nicht fehl zu gehen, dass da manche Täuschungen unterlaufen sind. In der Arbeit von M. Hönig[1]): „Optischer Nutzeffekt elektrodenloser Vakuumröhren" z. B. dürfte es sich in erster Reihe um solche Nebenentladungen handeln. Hatte er um die Vakuumröhre vier Windungen gewickelt, so zeigte sich eine glänzende Lichterscheinung; bei einer einzigen Windung war der Effekt immer sehr schlecht. Oder S. 33: Je weiter die Windungen auseinandergezogen werden, um so breiter und schwächer werden die Lichterscheinungen. Ebenso dürfte vielleicht auch bei den Versuchen von Bergen Davis[2]) diese Fehlerquelle nicht berücksichtigt sein. Dass auf diesem Gebiete im allgemeinen irrige Anschauungen herrschen, ergiebt sich wohl am besten aus der Betrachtung der Fig. 2, welche dem vorzüglichen Lehrbuche von J. Stark[3]) entnommen ist und nach Stark die Einrichtung zur Erzeugung des elek-

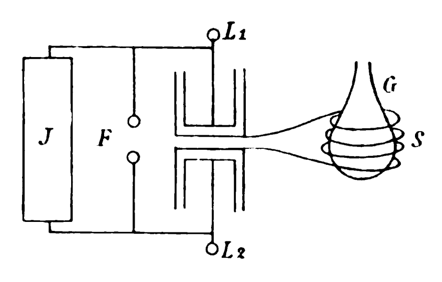


Fig. 2.

trodenlosen Ringstromes darstellt. Hier sind fünf bis zwanzig Windungen direkt um die ausgepumpte Glaskugel gelegt und das Aufleuchten geschieht da sicher in allererster Linie durch die Entladung von Glas zu Glas. Der elektrodenlose Ringstrom wird, wenn überhaupt vorhanden, durch diese so glänzende Erscheinung total überdeckt.

Aus eben demselben Grunde scheiterte auch eine Versuchsreihe von mir, in welcher ich den elektrodenlosen Ringstrom in der Weise zu erzeugen suchte, dass ich die ganze Spule ins Vakuum brachte. In eine grosse Glaskugel von 25 cm Durchmesser wurde eine Spule mit fünf Windungen blanken Aluminiumdrahtes gebracht; der Durchmesser des Drahtes war 0,2, der Durchmesser des Solenoides 4,5 cm. Die Steighöhe einer Windung war etwa 2 cm. Dieser Draht ist durch Kautschukstöpsel mit (in der Figur 3 nicht gezeichneter) Quecksilberdichtung

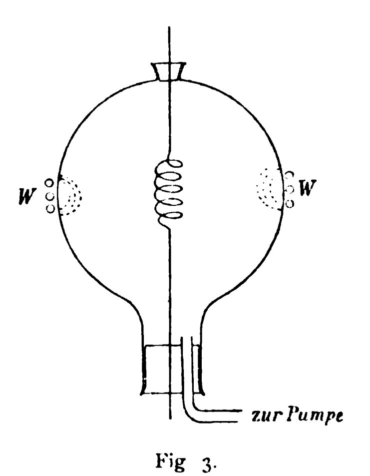


Fig 3.

oben und unten eingeführt. Die Kugel ist mit einer Hg-Pumpe in Verbindung. Aussen in W ist die Flasche mit drei Windungen Kupferdrahtes (Durchmesser = 3 mm) umwickelt; die Steighöhe der Spirale ist hier ungefähr 0,8 cm. Man kann nun kräftige elektrische Schwingungen entweder durch die innere oder die äussere Spule leiten. Die Erscheinungen sind dann etwa folgende:

1) Rostocker Inauguraldissertation, J. Sittenfeld, Berlin 1901.

2) Diese Zeitschrift **3**, 275, 1902; **4**, 289, 1903.

3) „Die Elektrizität in Gasen" 1902. S. 412, Fig. 142. $L_1 L_2$ sind Leydener Flaschen, I ist der Ruhmkorff, F die Funkenstrecke, G die ausgepumpte Glaskugel, S ist „eine dickdrahtige Spule von 5 bis 20 Windungen". Auch die Bezeichnung „elektrodenloser Ringstrom" rührt von J. Stark her.

Druck mm *Hg*	Elektrische Schwingung entweder innen	oder aussen
2,5	Hier ist keinerlei Lichterscheinung zu sehen.	
2,3	Eine sehr schwache, schmale, kaum sichtbare rötliche Lichthülle in Form eines genau geometrischen Cylinders umschliesst knapp die Spirale. Manchmal zucken in diesem Cylinder vertikal von einem Drahte zum nächsten rasch den Ort wechselnde weisse Fünkchen. Oft aber ist die Kugel ganz dunkel und erst nach 10 Sekunden tritt die Erscheinung auf.	Nichts.
2,0	Der Lichtcylinder, vielleicht etwas breiter und etwas besser sichtbar, tritt oft erst nach 2—3 Sekunden auf.	Nach 4—5 Sekunden manchmal sehr blasser Schein in der Nähe der Kupferwindung.
1,5	Der Lichtcylinder ist noch breiter geworden und in der Mitte vom oberen vertikalen Zuleitungsdrahte zum unteren vertikalen zeigt sich ein schwach rötliches Licht genau in der Achse des ganzen, etwa $^1/_3$ cm im Durchmesser.	Nicht immer, aber manchmal nach einigen Sekunden ein sehr schwaches blaues Band an der Glaswand innerhalb neben dem Kupferdrahte. Die Erscheinung sieht ähnlich aus wie die Ausstrahlung am Stanniolrande einer Leydner Flasche.
1,0	Der früher einhüllende Lichtcylinder verliert seine scharfe geometrische Gestalt, indem die Mitte der Lichterscheinung sich ausbiegt. Das Ganze sieht wie eine rötliche, schwache Aureole aus, indes die axiale Lichterscheinung sehr hellweiss wird und bis zu einem Durchmesser von 1 cm anschwillt.	Sehr schwacher Ring. Durchmesser des Lichtwulstes von oben gesehen etwa 0,2 cm und sehr ungleich an verschiedenen Stellen.
0,7	Achse unverändert: die aussen rötliche Lichthülle dehnt sich rings gegen die Glaswand aus, welche sehr schwach grünlich zu leuchten beginnt.	Sehr schwacher bläulicher Ring, Wulstdurchmesser = 0,5 cm (aber nicht überall gleich dick).
0,6	Achse heller, Lichthülle die ganze Kugel füllend.	
0,4	Unverändert.	Schwach bläulicher Lichtring.
0,2	Unverändert.	Lichtring breiter und heller, aussen vielleicht eine Spur rötlich.
0,1	Achse schwächer, rötliches Licht in der ganzen Kugel. Glas sehr schwach grün.	Lichtring breiter und heller, aussen schwach rot, innen blauweiss.
0,05	Mittlere Lichtachse im Verschwinden. Glas schwach grün.	Ring breiter, Wulstdurchmesser = 4—5 cm, aussen schön rot, innen weiss.
0,03	Keine mittlere Achse mehr, weisses Licht die ganze Kugel füllend.	Wulstdurchmesser der ringförmigen Lichterscheinung 5—6 cm; aussen schön rot, innen weiss.
0,01	Keine Achse mehr, schwaches, bläulichweisses Licht in der ganzen Kugel.	Leuchtet zu Beginn der Entladung manchmal, dann dunkel.

Die rechts gedruckten Thatsachen ergeben nach der bisher von mir und auch von anderen geglaubten Anschauung den elektrodenlosen Ringstrom.

Die links angeführten Erscheinungen lassen aber von einem solchen wohl nichts bemerken.

Die Erklärung der verschiedenen Lichtphänomene im Inneren ergiebt sich hingegen ungezwungen aus der beträchtlichen Potentialdifferenz, die zwischen den einzelnen Windungen infolge der grossen Impedanz herrscht. Ein eventuell auftretender elektrodenloser Ringstrom wird durch dieses Licht ganz überdeckt. Somit dürfte auch das vom äusseren Ringe erzeugte Licht in erster Reihe in ähnlicher Weise zu erklären sein.

Diese Täuschung wird aber auch für die Lichterscheinung im Inneren der Kugel beträchtlich, wenn man das axiale Licht wegbringt, indem man z. B. eine zugeschmolzene Glasröhre knapp in das Aluminiumsolenoid hineinschiebt; man hat dann ganz den Eindruck eines Lichtringes, der sich natürlich aussen um die Aluminiumspule anschmiegt. Solche Versuche machte Thomson oft:[1]) „Ein Experiment, mit welchem die Schirmwirkung deutlich gezeigt werden kann, besteht darin, dass man die primäre Spule in eine mit einer Quecksilberluftpumpe verbundene Glasglocke setzt, wobei die elektrischen Verbindungen der primären Rolle durch Quecksilbernäpfchen gemacht werden. In der primären Spule befindet sich eine evakuierte Kugel, welche beträchtlich kleiner

1) Phil. Mag. [5] **32**, 449, 1891. Der Text ist einer Übersetzung aus „Physikalische Revue von Graetz", 1892, S. 364, entnommen.

als diese ist, so dass zwischen beiden ein Luftzwischenraum vorhanden ist. Vor Evakuierung der Glasglocke geht die Entladung durch die Kugel; wenn aber die Glocke so weit evakuiert ist, dass sie den Durchgang der Entladung durch das Gas ausserhalb der Kugel gestattet, hört dieselbe in der Kugel auf und findet nur ausserhalb dieser statt u. s. f." Wenn hier vielleicht auch nach Thomson eine Schirmwirkung vorhanden ist, so wird sie jedenfalls durch die direkte Nebenentladung total überdeckt.

Meine Auffassungsweise lässt aber auch für einige der Originalversuche von J. J. Thomson eine andere Erklärung zu. In sehr vielen und mannigfach variierten Experimenten bringt J. J. Thomson den elektrodenlosen Ringstrom zum Verlöschen, indem er demselben parallel einen geschlossenen guten Leiter legt, z. B.:[1]) „Es wurde eine cylindrische Röhre angewendet, in welcher konaxial ein Metallring aufgehängt war. In diesem Falle war es leicht, die Funkenlänge so zu regulieren, dass keine Entladung durch die Röhre ging, wenn die primäre Spule rund um dieselbe bis zur Ebene des Ringes gelegt wurde, während eine Entladung stattfand, wenn die primäre Spule über oder unter den Ring bewegt wurde." Ähnliche Versuche giebt Thomson noch mehr und er denkt dabei an eine Absorption der Schwingungen und an Schirmwirkung. Ich hingegen denke, dass durch das Parallel-Legen eines solchen Metallringes die Selbstinduktion der Spule herabgesetzt und die Potentialdifferenzen der einzelnen Windungen vermindert wird; die Nebenentladung muss dann natürlich viel schwächer ausfallen.[2])

Auch der Einfluss des Magneten auf diese Lichterscheinungen dürfte sich mit meiner Auffassungsweise vielleicht einfacher gestalten, doch sind hierzu wohl eigene Untersuchungen nötig.

1) Phil. Mag. [5] **32**, 450—451, 1891. In der Übersetzung der Graetzschen Revue, I, S. 366.
2) Hierher gehören auch ähnliche Versuche von Rimington und Smith, Phil. Mag. [5] **35**, 70, 1893.

(Eingegangen 12. Oktober 1903.)

Über den Druck im elektrischen Funken und über die Grössen $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v in demselben.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von C. Baumgart.

Der 33. Band der Proceedings of the Royal Society of London enthält eine kurze Mitteilung von Prof. Dewar[1]) über manometrische Beobachtungen am elektrischen Bogen. Die Kohlen des Bogens waren der Länge nach durchbohrt und mit höchst empfindlichen Manometern verbunden. Es erwies sich, dass bei ruhig brennendem Bogen das mit der positiven Kohle verbundene Manometer einen konstanten Druck aufwies, welcher ungefähr einem Druck von 1—2 mm eines vertikalen Wassermanometers entsprach. Die negative Kohlenelektrode zeigt unstete Erscheinungen. Bald war es ein kleiner negativer, bald ein positiver Druck, den Dewar an der Kathode beobachtete. Prof. Dewar scheint diese seine Beobachtungen später nicht mehr wieder aufgenommen zu haben.

1) Proc. Roy. Soc. **33**, 262, 1882.

Im Frühjahre 1903 verlas Herr W. Mitkewitsch vor der Russischen Physiko-chem. Gesellschaft eine höchst interessante Mitteilung über den Mechanismus des elektrischen Bogens. Diese Mitteilung enthält unter anderem eine Messung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v für den elektrischen Bogen nach zwei Methoden, deren zweite an Prof. Dewars Beobachtung anknüpft. Herr Mitkewitsch hat nur den Druck auf die Anode betrachtet; demgemäss war die Kathode nicht durchbohrt. Aus der Grösse des Druckes, der Stromstärke und der Potentialdifferenz der Elektroden liess sich dann $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v berechnen. $\frac{\varepsilon}{\mu}$ erwies sich ca. 10^7, v ca. 2.10^5.

Dieses und eine Reihe anderer Erscheinungen erlaubten Herrn Mitkewitsch[1]) eine sehr weitgehende Analogie zwischen dem Bogen und den Erscheinungen in der Crookesschen Röhre durchzuführen und zu beweisen, dass es gerade die Kathode ist, die die Hauptrolle im elektrischen Bogen spielt.

Beim Lesen der Arbeit des Herrn Mitkewitsch kam ich auf den Gedanken, dass etwas ähnliches vielleicht auch im elektrischen Funken stattfindet. Jedoch erwies es sich, dass, während im Bogen der Hauptdruck auf die Anode gerichtet ist, im Funken die Richtung des Hauptdruckes von der Anode zur Kathode ist.

Die Beobachtungsweise war folgende (Fig. 1):

Ein kleines Induktorium J, welches von sechs Akkumulatoren A betrieben wurde, diente zur Erzeugung des elektrischen Funkens. Der Funke springt zwischen einem Kapillarröhrchen R aus Messing und einem Messingdraht T. Der Draht T ist an einer Mikrometerschraube angebracht. Das Kapillarröhrchen R ist durch Glasröhren und Schlauchstücke mit dem empfindlichen Manometer M verbunden. Ich habe also, gleich wie Mitkewitsch, nur ein Manometer und eine durchbohrte Elektrode. Diese Anordnung scheint mir experimentell einwandsfreier als zwei gegeneinander gestellte Manometer. Die Funkenstrecke war in eine dreitubulierte Kugel gesetzt, um eine Untersuchung

1) Journ. d. Russ. Phys.-chem. Ges. **35**, 507, 1903.

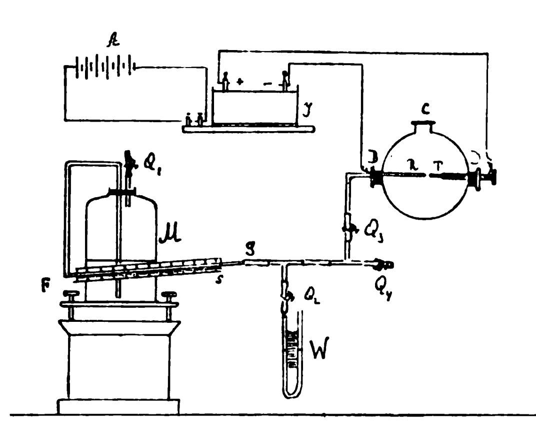


Fig. 1.

in verschiedenen Gasen und bei verschiedenen Drucken zu ermöglichen. In den mitgeteilten Versuchen war der Tubulus C stets offen und das Gas stets Luft. Ich hatte also einen Funken in einem offenen Gefäss bei Atmosphärendruck.

Das Messingröhrchen R hat eine Öffnung von 0,5 mm. Der äussere Durchmesser ist 1,2 mm. Die Öffnung wird von dem ziemlich breiten und intensiven Funken des Induktoriums vollständig bedeckt. Der Funken umfasst den ganzen Querschnitt des Röhrchens und greift sogar etwas über die Ränder. Das Manometer war, wie bei Dewar und Mitkewitsch, mit Schwefeläther gefällt (den ich etwas anfärbte) und die hohe Empfindlichkeit durch starke Neigung der Röhre FG erreicht. FG ist eine dickwandige Kapillarröhre mit einer Öffnung von 2 mm, an die Röhre ist ein Streifen Millimeterpapier angeklebt. Durch ein Seitenrohr war zwischen der Funkenstrecke und dem Manometer M noch ein vertikales Wassermanometer W eingeschaltet, welches zur Eichung des Manometers M diente. Vier Quetschhähne Q_1, Q_2, Q_3, Q_4 dienten zum Ein- und Ausschalten verschiedener Teile der Anordnung und zur Verbindung mit der Atmosphäre. Mittels dieser Versuchsanordnung konnte ich folgendes feststellen:

1. Im Funken existiert ein Druck auf die Kathode. Verschieden unter verschiedenen Bedingungen kann er Grössen erreichen, welche 1 mm Wasserdruck übersteigen.

2. Bei Verlängerung des Funkens sinkt der Druck.

3. Ich konnte auch einen Druck auf die Anode konstatieren. Jedoch ist derselbe kleiner und nur unter gewissen Bedingungen zu beobachten.

Dieses brachte mich zur Überzeugung, dass wir es im Funken wie in dem Bogen mit zwei Strömungen elektrisierter Teilchen[1]) zu thun haben.

1) Diese Ansicht vertritt für den elektrischen Bogen Lenard, Drudes Ann. 11, 636, 1903.

Der Druck in der Funkenstrecke selbst ist die algebraische Summe der Drucke beider Strömungen. Im Röhrchen haben wir eine Strömung isoliert. Darum kann eine durchbohrte Elektrode den Druck einer Strömung anzeigen.

Im Funken hat die positive, im Bogen die negative den Vorzug.

Durch Kontrollversuche überzeugte ich mich, dass drei andere Annahmen unzulässig sind:

a) Der Druck lässt sich nicht durch Erwärmung erklären;

b) der Druck lässt sich nicht als scheinbar und durch Verschieben des Meniskus im Kapillarröhrchen des Manometers durch kapillar-elektrische Vorgänge bewirkt erklären;

c) der Druck lässt sich nicht als explosive Druckwelle erklären.

4. Um meine Annahme noch positiv zu bestätigen, unternahm ich eine Messung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v für den Funken. Die Methode war der von Mitkewitsch für den elektrischen Bogen angewandten analog, deshalb konnten dieselben Gleichungen benutzt werden.

Bezeichnen wir durch N, μ, v, ε die Zahl, Masse, Geschwindigkeit und Ladung der Teilchen, durch J die Stromstärke, W die Energie und F den vollen Druck auf die Kathode, so können wir folgende Gleichungen zusammenstellen:

(1) $J = N\varepsilon$

(2) $W = \frac{1}{2} N\mu v^2$

(3) $F = N\mu v.$

Aus diesen drei Gleichungen folgt:

$$v = \frac{2W}{F};\quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2Wi}{F^2}.$$

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 2 ersichtlich. Die Stromstärke wurde durch ein Siemenssches Milliampèremeter A angegeben. Ein Induktorpol war geerdet. Die Potentialdifferenz im Funken wurde durch ein Braunsches Elektrometer V gemessen, dessen Gehäuse gleichfalls geerdet war.

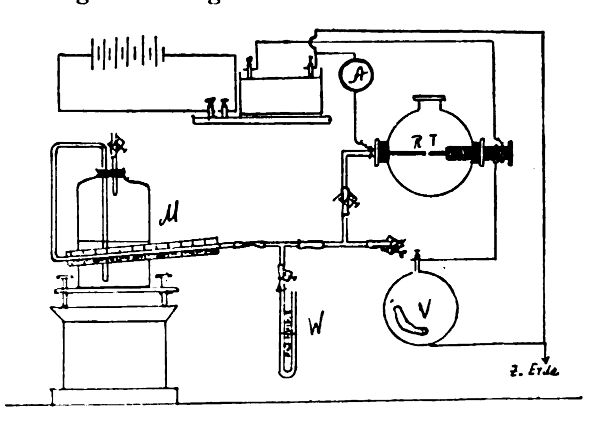


Fig. 2.

Die Eichung des Manometers ergab, dass eine Verschiebung des Meniskus des Manometers M um 16,2 mm einem Millimeter Wasserdruck entsprach.

Die Resultate einer Reihe meiner Messungen sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Länge des Funkens	Stromstärke in Ampères	Spannung in Volt	Verschiebg. d. Meniskus im Manom.	Druck		v	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
				i. Dynen auf qmm	voll. Dr. a. d. Kath. in Dynen		
1 mm	0,016	550	18 mm	1,08	1,22	$1,4 . 10^8$	$1,8 . 10^5$
1 „	0,018	500	18,5 „	1,11	1,26	$1,4 . 10^8$	$2 . 10^5$
1 „	0,019	490	18 „	1,08	1,22	$1,5 . 10^9$	$2,3 . 10^5$
1 „	0,021	460	22 „	1,33	1,50	$1,3 . 10^9$	$1,8 . 10^5$
1 „	0,020	800	23 „	1,39	1,57	$2 . 10^9$	$2,5 . 10^5$
2 „	0,010	650	17 „	1,03	1,17	$1,1 . 10^8$	$0,9 . 10^5$
2 „	0,010	700	15 „	0,91	1,03	$1,4 . 10^8$	$1,3 . 10^5$
2 „	0,010	750	17 „	1,03	1,17	$1,3 . 10^8$	$1,1 . 10^5$

Ich bin mir wohl bewusst, dass die von mir benutzte Methode nicht einwandsfrei ist. Ich benutze im intermittierenden Strome ein Milliampèremeter für kontinuierlichen Gleichstrom. Jedoch habe ich das Recht dazu, denn dieser Apparat giebt mir die Elektrizitätsmenge, welche durch den Funken geflossen ist. Ebenso giebt das Braunsche Elektrometer nur eine mittlere Spannung. Jedoch kann ich es sehr gut zur Messung benutzen, da ich nur die Grössenordnung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v, und nicht ihren absoluten Wert zu bestimmen suchte. Den bei weitem grössten Fehler begehe ich bei der Bestimmung des Gesamtdruckes auf die Kathode F. Erstens giebt das Manometer einen zu kleinen Druck an, weil die elektrisierten Teilchen den Kraftlinien grösstenteils folgen, also grösstenteils die Wände des Röhrchens und nicht die Öffnung treffen. Die Formeln sind aber in der Voraussetzung zusammengesetzt, dass der Strom gleichmässig dicht sei. Zweitens ist es sehr schwer, die wahre Fläche der Kathode zu bestimmen, welche der Funken trifft. Ich habe für diese Fläche den Querschnitt des Röhrchens gesetzt. Aber die erhitzte Kathode hat augenscheinlich einen grösseren Durchmesser, als 1,2 mm, welcher an der kalten Kathode gemessen wurde. Die wirkliche Fläche wird noch dadurch vergrössert, dass der Funken etwas um die Ränder des Querschnittes greift. Ein Umgreifen um 0,2 mm, welches ungefähr stattfindet, würde die Fläche verdoppeln, und die Zahlen für v zweimal, und für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ viermal verkleinern.

Ich habe diese wichtigen Korrektionen bis auf genaue experimentelle Bestimmungen unberücksichtigt gelassen.

Dieses in Betracht gezogen glaube ich behaupten zu können, dass meine Zahlen für v und $\frac{\varepsilon}{\mu}$ als obere Grenze zu betrachten sind und den Zahlen von Wien für die Anodenstrahlen in der Crookesschen Röhre wesentlich entsprechen.

Dadurch ist es erwiesen, dass wir es im Funken mit demselben Mechanismus zu thun haben, welcher in der Crookesschen Röhre, sowie im elektrischen Bogen auftritt.

In allen Fällen halte ich zwei Strömungen für erwiesen.

Die Untersuchung wird fortgesetzt und eine Untersuchung der Erscheinungen bei verschiedenen Luftdrucken sowie einige andere Versuche sind im Gange. Dass die Anodenstrahlen im Funken die Hauptrolle spielen, ist nicht im Widerspruch mit den allgemeinen Thatsachen, die über die Elektrizität in Gasen bekannt sind:

1. Der Druck ist von dem Produkt μv abhängig. Die Geschwindigkeitsverhältnisse der negativen und positiven Träger der Elektrizität können bei Atmosphärendruck sehr wohl derart sein, dass die grössere Masse der positiven Träger ihnen die Überhand giebt.

2. Beim Evakuieren merkt man sehr wohl, dass es erst die Erscheinungen an der Anode sind, welche die Hauptrolle spielen. Erst allmählich treten die Kathodenerscheinungen in den Vordergrund, um schliesslich die Anodenerscheinungen ganz zurückzudrängen.

Während der Ausführung dieser Versuche wurde ich auf die Arbeit der Herren Hascheck und Mache aufmerksam gemacht, welche seit dem Ende der neunziger Jahre einige Arbeiten über den Druck im Funken veröffentlicht haben (Wied. Ann. 1899, Sitzber. d. Wien. Ak. 1898 etc.). Jedoch ist meine Arbeit von diesen Untersuchungen ganz verschieden. Die Herren Hascheck und Mache benutzten einen Apparat, welcher dem Riessschen Thermometer der Idee nach nahe ist, und beobachteten den Zuwachs des Druckes in einem geschlossenen Raume, wenn in ihm eine Funkenstrecke funktioniert. Sie glauben aus ihren Versuchen schliessen zu können, dass der wahre Druck im Funken von 10—50 Atmosphären ist.

Wie man sieht, behandeln diese Arbeiten ein von dem meinigen verschiedenes Thema. Die von mir angewandte Methode ist eine Differentialmethode und giebt den Druck auf die Elektrode. Wie ich auch den Gesamtdruck in der den Funken enthaltenden Kugel zu verändern beabsichtige, so soll doch immer der Druck auf die Oberfläche der Flüssigkeit in der Flasche des Manometers dem Druck in der Kugel gleichbleiben. Dann zeigt das Manometer den Druck an, welchen die von der Anode ausgehenden Partikelchen auf die Kathode ausüben.

Alle oben angeführten Thatsachen können vom Standpunkte der Ionentheorie erklärt werden.

Zum Schlusse halte ich es für eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. Borgmann und Herrn W. W. Lermantoff für fortwährendes Interesse und manche werte Anweisung meinen wärmsten Dank auszusprechen. Desgleichen bin ich auch Herrn W. Mitkewitsch herzlich dankbar, denn das Lesen seiner Untersuchung über den elektrischen Bogen war der Ausgangspunkt meiner Arbeit.

St. Petersburg, Physikalisches Institut d. k. Universität, September 1903.

(Eingegangen 4. Oktober 1903.)

Experimente über die Phase elektrischer Schwingungen.

Von Georg Seibt.

In dieser Zeitschrift (4, 99, 1902) habe ich einige Experimente über die Resonanz elektrischer Schwingungen beschrieben. Die folgenden Zeilen enthalten eine Ergänzung hierzu.

Theoretische Vorbemerkungen.

Wird ein schwingungsfähiges Gebilde von einer äusseren Kraft zu vollkommener Resonanz erregt, so befindet sich die Phase der erzwungenen Schwingung im labilen Gleichgewicht.

Nehmen wir z B. den einfachen Fall zweier geschlossener Kreise, von denen der eine als Oszillator, der andere als Resonator dient, so gilt bei sehr loser Koppelung und Vernachlässigung der Dämpfung folgende Beziehung[1]):

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{C_1 \varkappa \sqrt{L_1 L_2}}{C_1 L_1 - C_2 L_2}$$

$\varkappa$ bedeutet hierin den Koppelungsfaktor und ist definiert durch

$$M^2 = \varkappa^2 L_1 L_2.$$

Nach obiger Gleichung ist die Spannung am sekundären Kondensator V_2 in Phase mit V_1 oder um 180^0 verschoben, je nachdem $C_1 L_1$ grösser oder kleiner als $C_2 L_2$ ist. Für $C_1 L_1 = C_2 L_2$, d. h. bei Abstimmung beider Kreise ändert sich die Phase sprungweise um den Betrag von 180^0.

Sehr anschaulich geht dieses Verhalten aus der graphischen Darstellung hervor.

In dem nebenstehenden Diagramm Fig. 1 bedeutet die Horizontale den Vektor des Resonatorstromes. In gleicher Richtung liegt der Vektor des Ohmschen Spannungsabfalles, welcher wieder berücksichtigt werden möge. Senkrecht zu $\mathfrak{J}_2$ mit 90^0 Voreilung steht der Vektor der durch Kapazitätswiderstand und mit 90^0 Nacheilung der Vektor der durch in-

1) Rostocker Inaugural-Dissertation, 1902, S. 35, oder E. T. Z. 1902, S. 387, Gl. 67.

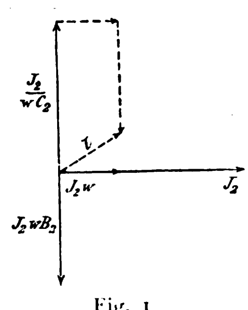


Fig. 1.

duktiven Widerstand verbrauchten Spannung. Vereinigt man diese drei Grössen zu dem gestrichelten Linienzuge, so stellt die Schlusslinie nach Grösse und Richtung die von dem primären Kreise induzierte Spannung $e = \omega M \mathfrak{J}_1$ dar.

Der primäre Kreis ist hierbei, damit die Vektorendarstellung gültig ist, als ungedämpft angenommen worden.

Resonanz tritt ein, wenn

$$\omega L_2 = \frac{1}{\omega C_2} \text{ oder } \mathfrak{J}_2 \omega L_2 = \frac{\mathfrak{J}_2}{\omega C_2}$$

ist.

Der Vektor der induzierten Spannung fällt dann in die Horizontale und für die Grösse des Resonatorstromes gilt das Ohmsche Gesetz. Bei Berücksichtigung der sekundären Verluste erhält das Diagramm demnach eine feste Gestalt.

Setzt man den Widerstand gleich Null, so hat dies zur Folge, dass die Vektoren $\frac{\mathfrak{J}_2}{\omega C_2}$ und $\mathfrak{J}_2 \omega L$ ins Unendliche anwachsen, und die Lage des Vektors e unbestimmt wird. Man ist dann berechtigt, denselben nach Belieben senkrecht nach oben oder nach unten anzutragen. Die dazwischen liegenden Quadranten durchstreicht er aus einer Lage in die andere übergehend mit unendlicher Geschwindigkeit.

Um eine genauere Vorstellung von dem Einfluss des Widerstandes zu erhalten, nehmen wir an, dass wir uns der Resonanzlage allmählich nähern, indem wir die sekundäre Selbstinduktion ändern.

Der Phasenwinkel zwischen e und $\frac{\mathfrak{J}_2}{\omega C_2}$ ist

$$\varphi = arc\,ctg \frac{\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2}{W_2}.$$

Der Differentialquotient nach L liefert ein Mass für die Schnelligkeit der Änderung des Winkels. Es ist

$$\frac{d\varphi}{dL} = \frac{\omega W_2}{W_2{}^2 + \left(\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2\right)^2}.$$

Das Maximum des Ausdruckes tritt ein für

$$\frac{1}{\omega C_2} - \omega L_2 = 0$$

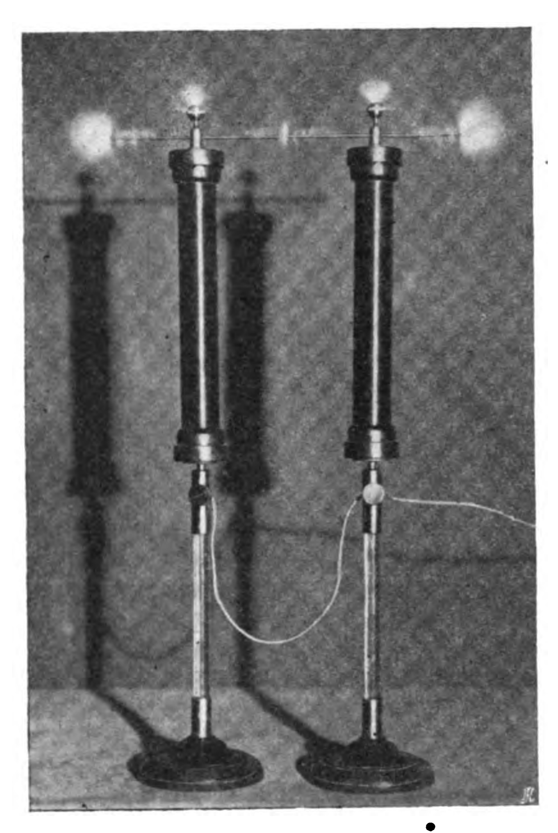


Fig. 2.

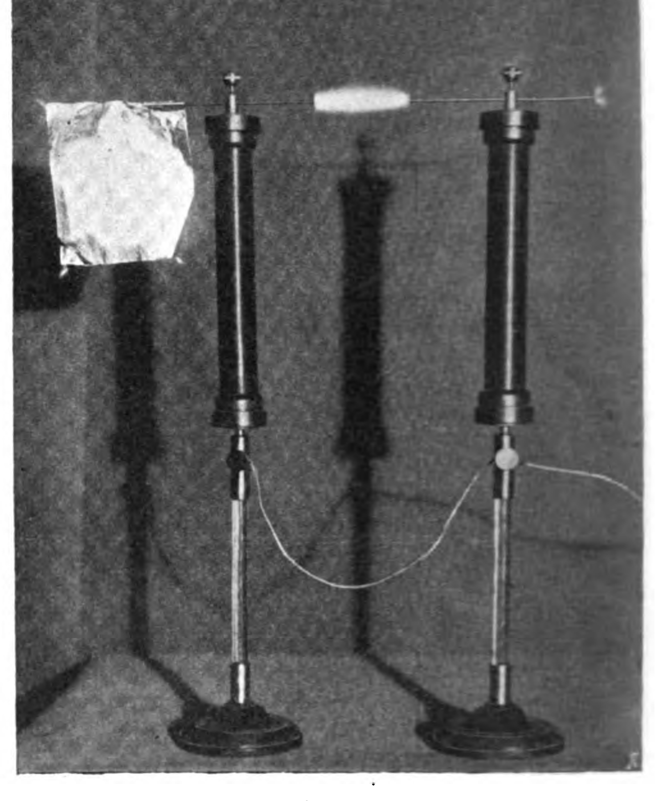


Fig. 3.

also im Falle der Resonanz. Der Wert desselben ist

$$\frac{d\varphi}{dL}\,max = \frac{\omega}{W_2}\,.$$

In der Resonanzlage und in unmittelbarer Nachbarschaft derselben verhindert also der Widerstand allzu plötzliche Änderungen der Phase. In grösser Entfernung von derselben, wo w^2 gegen

$$\left(\frac{1}{\omega C} - \omega L_2\right)^2$$

vernachlässigt werden darf, ist sein Einfluss der umgekehrte.

Analog liegen die Verhältnisse bei offenen Resonatoren.

Für einen geradlinigen Draht oder eine Spule, deren eines Ende an einen Erregerkreis angeschlossen und deren anderes Ende frei ist, gilt folgender Ausdruck für den Phasenwinkel zwischen End- und Anfangsspannung.[1])

$$tg\varphi = tg\,bl\,\frac{e^{al} - e^{-al}}{e^{al} + e^{-al}}\,.$$

Wird die Dämpfung vernachlässigt, so wird

$$tg\varphi = tg\,bl \times 0$$

und der Winkel selbst gleich 0° oder 180°. Der Sprung von dem einen Wert nach dem anderen erfolgt wiederum in der Resonanzlage. Für diese ist nämlich $tg\,bl = +\infty$.

1) E. T. Z. 1901, Heft 29, S. 582, Gl. 7.

Da die Gleichungen für elektrische und mechanische Schwingungen der Form nach einander gleich sind, so gelten obige Schlussfolgerungen offenbar auch für die Schwingungen materieller Körper. Analoge Gebilde sind: Thomsonscher Kreis und physisches Pendel, geradliniger Draht oder Spule und Saite oder Pfeife.

Versuche.

In Bezug auf die Einzelheiten der Versuchsanordnung und die Konstruktion des benutzten Instrumentariums sei auf die oben erwähnte Veröffentlichung verwiesen.

1. Man schalte zwei kongruente Spulen parallel zueinander an den Erregerkreis an und stelle die Selbstinduktion mittels des Rollenkontaktes so ein, dass die Spulen in lebhafte Schwingungen geraten.

Nähert man die Köpfe beider Spulen, so geht die Büschelentladung vorzugsweise nach den abgewendeten Seiten, ein Zeichen, dass an den Enden der Spulen in jedem Augenblicke Spannungen von gleichem Vorzeichen herrschen. Das Experiment ist in etwas abgeänderter Form in Fig. 2 dargestellt. Um nämlich die Spulen nicht gegeneinander neigen zu müssen, sind dort kurze Drahtstücke aufgesetzt, an welchen die Erscheinung beobachtet wird. Man sieht, auch hier tritt die Strahlung mit überwiegender

Stärke an den abgewendeten Enden der Drähte auf. Dreht man die Spulen um 90° oder entfernt die eine, so wird das Bild der Büschelentladung symmetrisch.

2. Man belaste die eine Spule mit einer kleinen Kapazität, etwa einem Stückchen Stanniolpapier oder Draht, und sofort werden Funken nach der anderen Spule übergehen.

In dem in Fig. 3 wiedergegebenen Experiment ist das Stanniolblatt ziemlich gross gewählt, um einen kräftigen Funkenstrom zu erhalten. Die Erregerschwingung stellt man zweckmässigerweise so ein, dass sie in der Mitte zwischen der Eigenschwingung der freien und belasteten Spule liegt. Die Funkenlänge zwischen den beiden Drähten beträgt dann fast das Doppelte von derjenigen der einzelnen Spulen gegen Erde gemessen, ein Beweis, dass zwischen den Spannungen eine Phasendifferenz von nahezu 180° besteht.

3. Dieselben Erscheinungen wie unter 1. und 2. lassen sich wenn auch mit verminderter Deutlichkeit hervorrufen, indem man die zweite Spule durch das Feld der ersten erregt. Beide Spulen bleiben oben frei. Berührt man Spule 2 unten mit der Hand und bringt sie in die Nähe von Spule 1, so leuchten beide Spulen auf. Ist die Erregerschwingung schneller als der Eigenschwingung der Spulen entspricht, so tritt bei sehr grosser Annäherung eine Schwächung und unter Umständen ein völliges Verschwinden des Büschellichtes ein. Durch Veränderung der Erregerschwingung lässt sich dasselbe indessen wieder hervorrufen und es lässt sich stets eine Stellung der veränderlichen Selbstinduktion finden, wo die Lichtbüschel beider Spulen einander abstossen, wie bei dem Versuch unter 1. Die Komplikation des Versuches rührt offenbar her von der mit der Annäherung beider Spulen verbundenen stärkeren Koppelung und gegenseitigen Beeinflussung in Bezug auf Amplitude und Phase.

Stellt man die Erregerschwingung tiefer ein, als der Eigenschwingung der Spulen entspricht, so genügt eine mässige Annäherung beider Spulen, um einen kräftigen Funkenstrom zwischen denselben hervorzubringen wie bei dem Versuche unter 2.

Die beiden vorstehenden Versuche lassen sich noch dadurch variieren, dass man die Eigenschwingung der einen oder der anderen Spule durch Anhängen einer Kapazität vertieft.

4. Die Schirmwirkung von Blitzableitern, Pardunen und anderen Luftleitern, welche zwischen Sende- und Fangdraht liegen, ist bisher von vornherein als eine feststehende Thatsache angenommen worden. Man spricht von einer Reflexion und Absorption von Energie. Die Allgemeingültigkeit dieser aus der Akustik und Optik übernommenen Vorstellungen wird durch das folgende Experiment stark in Zweifel gestellt.

Führt man nämlich zwischen Sende- und Fangspule eine dritte Spule ein, deren Eigenschwingung etwas tiefer ist als die Erregerschwingung, so wird dadurch die auf die Fangspule übertragene Energie nicht vermindert, sondern vermehrt. Statt einer Schirmwirkung tritt eine Art Saugwirkung nach der Richtung der Fangspule ein. Die Erklärung ergiebt sich aus dem theoretischen Teil und den vorhergehenden Experimenten. Die Saugspule schwingt in gleicher Phase wie die Sendespule und verstärkt dadurch deren Feld.

Zur Demonstration der Erscheinung wähle man die drei gelben Spulen, setze auf die Fangspule die Geisslersche Röhre, stelle die Erregerschwingung etwas schneller ein, als den Spulen entspricht, lasse die Fangspule unten von einem Gehilfen mit der Hand berühren, und achte auf die Helligkeit der Geisslerschen Röhre. Führt man jetzt die dritte Spule ein, so wird die Leuchtkraft der Röhre verstärkt.

Als Gegenexperiment stelle man die Erregerschwingung etwas zu tief ein und man wird eine deutliche Schirmwirkung beobachten.

Sollte der saug- und schirmwirkende Einfluss der dritten Spule nicht genügend scharf zu erkennen sein, so liegt dies an einer mangelhaften Ausbalancierung der Spule durch den menschlichen Körper. In diesem Falle führe man eine gute Erdleitung nach den unteren Enden der Spulen 3 und 2.

Wieweit sich in der drahtlosen Telegraphie diese Erscheinungen verwerten lassen, kann erst durch im grösseren Umfange angestellte Versuche im Gelände entschieden werden. Sollte die Saugwirkung in praxi mit gleicher Deutlichkeit auftreten, wie bei meinen Versuchen. so würde sich dadurch weniger wohl eine gerichtete Telegraphie [1]) als eine grössere Übertragungsweite besonders in gebirgigen Gegenden durch Anlegen geeigneter, unbedienter Zwischenstationen erreichen lassen.

5. Die Labilität der Phase mechanischer Schwingungen lässt sich recht schön mit Hilfe der „sympathischen" Pendel nachweisen. Schwingt das erregende Pendel für sich allein langsamer als das resonierende, so herrscht beim Zusammenschwingen Phasengleichheit, im umgekehrten Falle Phasenungleichheit. Zur Demonstration dienen zwei Fadenpendel von etwas verschiedener Länge, von denen ein jedes einmal als Erreger, das andere Mal als Resonator benutzt wird.

Auch für diesen Versuch hat der Mechaniker

1) Über die Anfänge einer solchen vergl. F. Braun, diese Zeitschrift 4, 363, 1903.

Ferdinand Ernecke, Berlin, ein geeignetes Modell hergestellt.

Berlin, Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.

(Eingegangen 30. September 1903.)

Zur Frage der Fortpflanzung elektrischer Wellen in der Erdoberfläche.

Erwiderung auf Herrn E. Lechers Bemerkungen.

Von A. Voller.

In No. 26 dieser Zeitschrift (**4**, 722, 1903) macht Herr E. Lecher darauf aufmerksam, dass bei der meiner zweiten Versuchsreihe zu Grunde liegenden Anordnung eine Kondensatorwirkung zwischen der benutzten Kapazität und der Erde zustande komme, die einer Ausbreitung der Wellen in der Erdoberfläche entgegenwirke. Das ist prinzipiell ohne Zweifel richtig. Bei meinen Versuchen war jedoch die Lage der Kapazität eine solche, dass die entstehende Kondensatorwirkung ein Minimum wurde. Die Kapazität wurde durch ein beiderseits offenes Metallrohr von 20 cm Länge und 8 cm Durchmesser gebildet, welches mit dem einen Ende auf das Grundbrett des Senders gestellt wurde; die sich ladende Aussenfläche des Rohres, d. h. die eine Kondensatorfläche, stand somit rechtwinklig zur Erdoberfläche, d. h. zur anderen Kondensatorfläche; unter diesen Umständen war die Kondensatorwirkung nur gering. Immerhin ist zuzugeben, dass diese Wirkung zu der Verringerung der Tragweite der Wellen im Vergleich zur Antennenanordnung mit beigetragen haben kann.

Die von Herrn Lecher angeregte vergleichende Beobachtung der Fortpflanzungsweite der Wellen einerseits an der Erdoberfläche, andererseits senkrecht nach oben vermittels eines isoliert befestigten Fesselballons würde wahrscheinlich sehr geeignet sein, die Frage der Mitwirkung der Erdoberfläche weiter zu klären; leider sind aber derartige Versuche der grossen Kosten wegen nur schwer ausführbar.

(Eingegangen 27. Oktober 1903.)

BESPRECHUNGEN.

W. Herz, Chemische Verwandtschaftslehre. Die Lehre von den Gleichgewichten in homogenen und heterogenen Systemen und von der Reaktionsgeschwindigkeit. (Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge, 8. Band, Heft 10). 60 S. Stuttgart, Ferd. Enke. 1903. M. 1.20

Der Verfasser dieser in gedrängter Kürze abgefassten „chemischen Statik und Dynamik" hat sein Talent für derartige kurzgefasste Darstellungen aus den Gebieten der Chemie schon mehrfach in der Sammlung chemischer und chemisch-technischer Vorträge an den Tag gelegt, und so ist denn auch das vorliegende Büchlein zur Verbreitung allgemeiner Kenntnisse über das Gebiet der chemischen Massenwirkung wohl zu empfehlen. Es schliesst sich in vielen Punkten namentlich der Nernstschen Darstellung der chemischen Verwandtschaftslehre an und bezweckt in erster Linie, in den Kreisen der Chemiker die Kenntnis dieses Zweiges der physikalischen Chemie zu verbreiten. Hervorgegangen ist die kleine Monographie aus Vorlesungen des Verfassers an der Universität Breslau. Emil Bose.

(Eingegangen 19. September 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Am 14. Oktober starb in Kassel der Direktor der meteorologischen Station Professor Dr. Heinrich Moehl, 71 Jahre alt, am 23. Oktober der ehemalige Professor der Geodäsie an der Technischen Hochschule in Dresden, Dr. Nagel.

Der a. o Professor der Chemie an der Universität Bonn Dr. Alfred Partheil ist in derselben Eigenschaft an die Universität in Königsberg versetzt worden.

An der Technischen Hochschule zu Karlsruhe hat sich Dr. G. Hamel als Privatdozent für Mathematik und Mechanik niedergelassen.

Tagesereignisse.

Demnächst beginnt zu erscheinen im Verlage von Gebrüder Bornträger ein „Physikalisch-chemisches Centralblatt". Dasselbe soll ein internationales Referatenblatt für alle Teile der physikalischen Chemie samt den in weitestem Sinne gerechneten Grenzgebieten sein. Nach Möglichkeit wird angestrebt, daß die Autoren physikalisch-chemischer Arbeiten selbst das Referat über ihre Abhandlung einsenden sollen; erst soweit dies nicht geschieht, sollen durch geeignete andere Referenten die Referate besorgt werden. Das Blatt soll in 24 Heften von ca. je zwei Bogen erscheinen. Der Herausgeber des von einer großen Anzahl bedeutender Fachgenossen unterstützten Organs ist Privatdozent Dr. Rudolphi in Darmstadt.

Gesuche.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 28. 15. November 1903. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 29 am 25. November 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein astatisches Pendel hoher Empfindlichkeit zur mechanischen Registrierung von Erdbeben.[1])

Von E. Wiechert.

Vorwort.

Bei den ausgezeichneten Erfolgen italienischer Seismologen in der Anwendung der mechanischen Registrierung von Erdbeben hegte ich den Wunsch, einen entsprechenden Apparat für das Göttinger Geophysikalische Institut zu beschaffen. Dem Plane durfte näher getreten werden, als die Kgl. Regierung mir Ende 1899 die Mittel zu einer Studienreise nach Italien gewährte. Ich konnte so eine ganze Reihe von Erdbebenwarten besuchen und hatte bei der liebenswürdigen Aufnahme, die ich überall fand, vollauf Gelegenheit, alle Einzelheiten zu studieren. Bald erkannte ich, dass ganz erhebliche Geldmittel nötig seien, um einen unseren deutschen Verhältnissen entsprechenden hinreichend empfindlichen Apparat zu bauen, wo wir ausser auf Fernerdbeben nur auf sehr kleine Naherdbeben rechnen können. Die eigenen Mittel des Göttinger Geophysikalischen Institutes schienen ungenügend. Da trat zunächst die Göttinger Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften helfend ein. Äusserst wertvoll erwies sich später, dass, nachdem einmal in Göttingen ein Apparat in Thätigkeit war, ähnliche Apparate für andere Stationen in Auftrag gegeben wurden. So fand sich Gelegenheit, allmählich weitere Verbesserungen zu erzielen. Ganz besonders bin ich Herrn Dr. Benndorf, Wien, für mancherlei Anregung zu Dank verpflichtet. Auch darf ich die Hilfe nicht unerwähnt lassen, welche mir durch die stets verständnisvolle, sorgfältige Ausführung des Mechanikers G. Bartels, Göttingen, geboten wurde.

1) Mit einigen Zusätzen abgedruckt aus Gerlands Beiträgen zur Geophysik, Bd. VI, S. 435, 1903.

Allgemeines.

Bei zweckmässiger Konstruktion eines Seismographen mit mechanischer Registrierung lässt sich erreichen, dass die einzige störende Reibung durch den Schreibstift selbst geboten wird. Zu ihrer Überwindung ist unter sonst gleichen Umständen eine n^2mal grössere „stationäre" Masse nötig, wenn man eine n mal stärkere „Indikatorvergrösserung" (Vergrösserung schneller Erschütterungen) verlangt. Nach den italienischen Erfahrungen schien eine Vergrösserung von 100—200mal geboten; es war daher die in Italien übliche Grösse der Massen bis zu rund 500 kg mindestens innezuhalten. Ich entschloss mich zu 200facher Vergrösserung und 1000 kg, was noch mit einer bequemen Grösse des Apparates und nicht zu hohen Kosten erreichbar schien. — Von den beiden einfachsten Schreibmethoden in Russ und mit Feder und Tinte war unbedingt die erste vorzuziehen, da sie ca. 10 mal feinere Kurven und ca. 100 mal geringere Reibung giebt.

Die Registrierung der vertikalen Komponente der Erderschütterungen bietet bei der ins Auge gefassten Empfindlichkeit so ausserordentliche Schwierigkeiten, dass ich glaubte, sie vorläufig ausser acht lassen zu sollen. Um die Horizontalbewegung vollständig zu erhalten, müssen zwei Komponenten registriert werden. Bei geringer Vergrösserung und entsprechend kleiner stationärer Masse kann es oft zweckmässig sein, für jede Komponente eine besondere Masse zu verwenden; in meinem Falle aber musste ich darauf Bedacht nehmen, dieselbe stationäre Masse für beide Komponenten zu verwerten, da andernfalls Kosten und Raumbedarf zu sehr gewachsen wären.

Die Aufzeichnung der Störungen langer Periode, welche in den Fernbeben vorkommen (10, 20 Sekunden bis herauf zu 1 Minute und

darüber), verlangt eine grosse Neigungsempfindlichkeit des Apparats. Ist E der Ausschlag in Millimeter für eine Bogensekunde Neigung, so entspricht der Apparat bei der Aufzeichnung der Neigungen einem Pendelzeiger von

$$l = 206000 \frac{E}{1000} \text{ Meter}$$

Länge, denn eine Bogensekunde ist der 206000ste Teil der Zeigerlänge. Nach den bisherigen Erfahrungen ist etwa

$$E = 20 \text{ bis } 40 \text{ Millimeter}$$

zu verlangen, also

$$l = 4000 \text{ bis } 8000 \text{ Meter.}$$

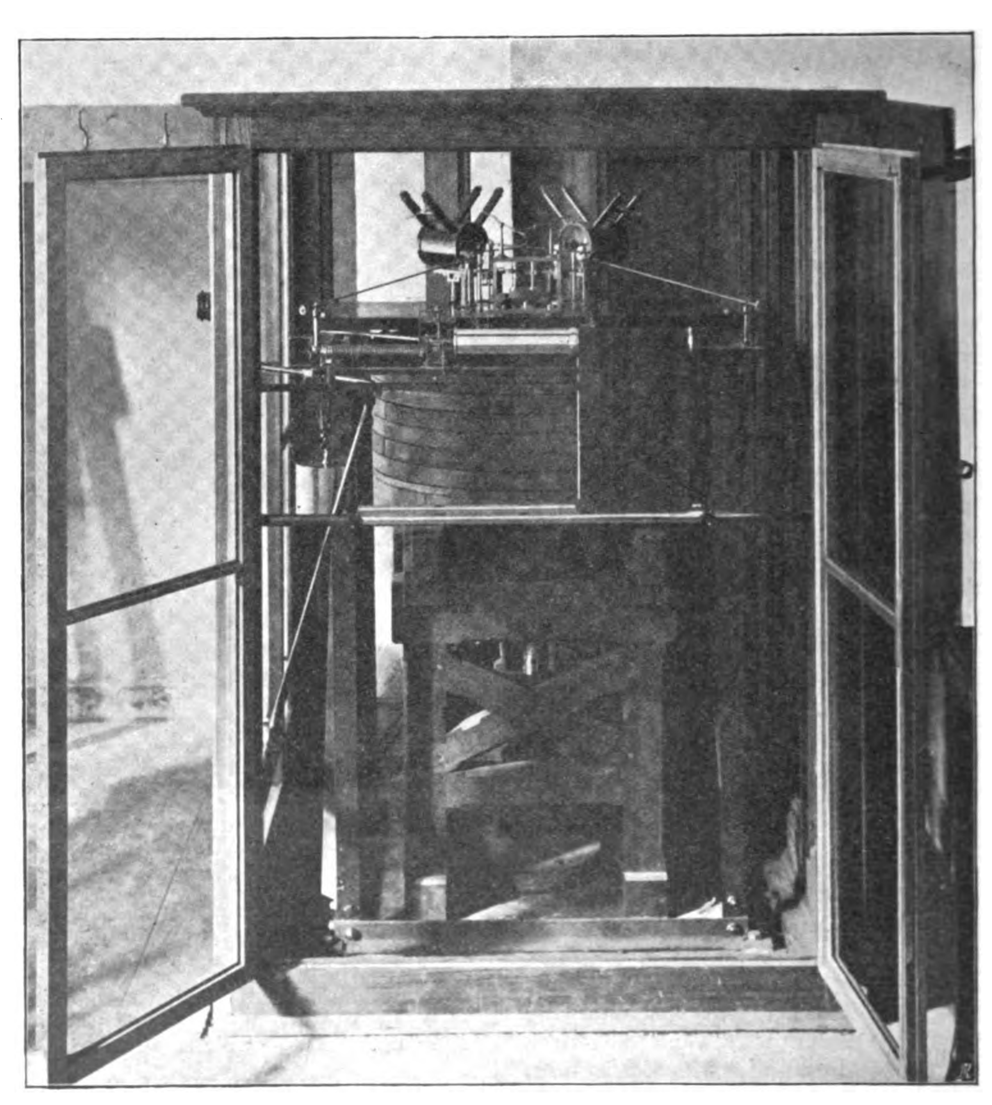
Dividieren wir die „Indikatorvergrösserung" V in die „Indikatorlänge" l, so erhalten wir in

$$L = \frac{l}{V}$$

die „äquivalente Pendellänge" des Seismographen, d. h. die Länge eines einfachen Pendels, welches die gleiche Schwingungsperiode haben würde.[1]) Da ich $V = 200$ erreichen wollte, war

$$L = 20 \text{ bis } 40 \text{ Meter}$$

vorzusehen. Längen in diesem Bereich wären also nötig gewesen, wenn ich nach italienischem Vorbild die stationäre Masse als gewöhnliches Pendel hätte aufhängen wollen. Noch viel mehr als die Kosten für das Gestell oder die Erdarbeiten wären in diesem Falle die nicht auszuschliessenden äusseren Störungen zu fürchten gewesen. Ich war daher gezwungen, von der



Astatisches Erdbebenpendel nach E. Wiechert.

1) E. Wiechert, Prinzipien für die Beurteilung der Wirksamkeit von Seismographen, Diese Zeitschrift 2, 593 u. 605, 1901, Verhandl. der I. internationalen seismologischen Konferenz, 1901, Ergänzb. 1 der Beitr. z. Geophys. 264—280, Leipzig 1902; Theorie der automatischen Seismographen, Abhandl. der Kgl. Ges. der Wiss. zu Göttingen, N. Folge Bd. II, 1903, separat: Berlin, Weidmannsche Buchhandlung.

einfachen Pendelaufhängung abzusehen. Das Horizontalpendelprinzip durfte nicht gewählt werden, weil es für jede Komponente eine besondere stationäre Masse verlangt. Nach einigen Experimenten entschied ich mich schliesslich für ein verkehrtes Pendel, das durch Federkraft stabil gemacht wird.

Um die Diagramme lesbar zu machen, muss entweder die Eigenperiode des Apparates erheblich über die Perioden der zu registrierenden Störungen gesteigert, oder die störende Einwirkung der Eigenschwingungen durch eine hinreichend starke Dämpfung beseitigt werden. Die Eigenperiode T hängt mit der äquivalenten Pendellänge L durch die Formel

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}}$$

zusammen, wofür näherungsweise

$$T = 2\sqrt{L}$$

Sekunden gesetzt werden kann, wenn L nach Metern gerechnet wird. In den von mir angenommenen Fällen $L = 20$ bis 40 Meter war also mit $T = 9$ bis 13 Sekunden zu rechnen. Die Perioden bei Erdbeben gehen sehr oft über diesen Bereich hinaus. Ich musste also eine starke Dämpfung verlangen. Da Flüssigkeitsdämpfungen sehr von der Temperatur abhängen, entschloss ich mich, wie bei dem früher konstruierten photographierenden Horizontalpendel[1]) zu einer Luftdämpfung.

Schematische Beschreibung des Instrumentes.

Ich gebe zunächst eine kurze schematische Beschreibung des Instrumentes und beziehe mich dabei auf Figur 1, die, ebenso wie die beiden weiteren Zeichnungen 2 und 3, nur als schematische Skizze anzusehen ist.[2])

Das Gewicht M, die „stationäre Masse", ist um einen Punkt K drehbar, wo es von der Unterlage getragen wird. Oben wird es im Punkte A durch die beiden Stützstangen AB, AB' seitlich gehalten, von denen die eine nordsüdlich, die andere ostwestlich orientiert ist. Diese Stangen übertragen zugleich die Nordsüd- und die Ostwestkomponente der Bewegungen des Gewichtes auf den Schreibmechanismus. Da für beide Komponenten alles in genau gleicher Weise angeordnet ist, soll in der Beschreibung weiterhin nur noch auf eine von ihnen Rücksicht genommen werden, auf diejenige, welche zu AB gehört. — AB endet bei B an einem

1) E. Wiechert, Seismometrische Beobachtungen im Göttinger Geophysikalischen Institut, Nachrichten der Kgl. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, math.-phys. Klasse 1899, Heft 2, S. 195.

2) Man vergleiche damit den Anblick des wirklichen Instrumentes, von welchem die beigefügte Wiedergabe eines Lichtbildes eine Anschauung giebt.

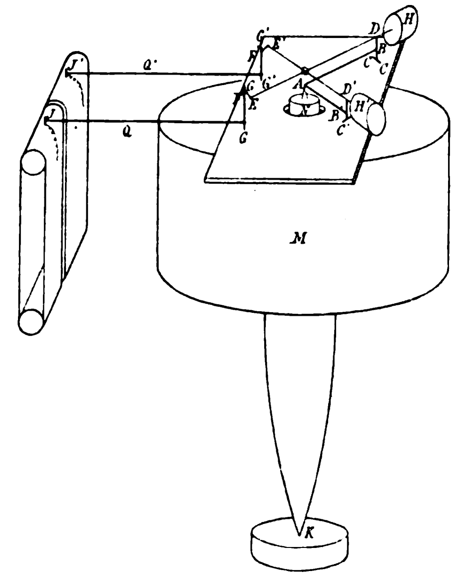


Fig. 1.

Hebel CCD, der um die Achse CC drehbar ist; D wiederholt so vergrössert die Bewegungen von A in der Richtung AB.

D nimmt auf der einen Seite den Dämpferkolben H mit, von dem später die Rede sein wird, und auf der anderen Seite die Schubstange DE, welche mittels des Armes EF die Achse GG dreht und so den Schreibstift J am Ende des Schreibarmes Q bewegt. Die Achse CC ist mit zwei Federn so verbunden, dass bei passender Regulierung des Punktes B auf CCD das Gewicht M gerade mit der gewünschten Kraft zur Mittellage geführt wird.

Einzelheiten.

Die stationäre Masse M besteht aus Eisen und bildet in dem Hauptteil einen aus einzelnen Stücken zusammengesetzten Cylinder von 80 cm Durchmesser und ca. 40 cm Höhe.

Der Drehpunkt K wird, um die Reibung auszuschliessen, durch ein Cardanisches Gehänge geboten, in dem die gewöhnlich verwendeten Schneiden und Pfannen durch Stahlblätter von 1 mm Dicke, 20 mm Breite und im biegsamen Teil 7 mm Länge ersetzt sind. Während jede der beiden aufeinander senkrechten Achsen im gewöhnlichen Falle durch je zwei auf Pfannen ruhenden Schneiden gebildet wird, geschieht das hier durch je zwei der vier Blätter, die dabei auf Zug beansprucht sind. Die ganze Last von 1000 kg verteilt sich also jedesmal auf $2 \times 20 = 40$ qmm Stahlquerschnitt, was eine sehr gute Sicherheit giebt.

Das Federsystem ist auf einem eisernen Untersatz befestigt, während das Gewicht sich mit seiner unteren Säule nur einfach auf einen Querarm des Federsystems ohne weitere Be-

festigung auflegt. So wird es möglich, das Gewicht aufzusetzen und abzuheben, ohne den Untersatz und damit den Drehpunkt zu verschieben.

Das Gewicht endet oben in einer Säule *N* von 8 cm Durchmesser, die durch ein Loch in der Mitte der eisernen Tischplatte nach oben tritt, auf welcher der Bewegungsmechanismus montiert ist. Die Tischplatte ihrerseits wird von einem aus Winkeleisen gebauten sehr soliden Stativ getragen, welches in Form eines Käfigs von 1 m Länge und Breite und 1,3 m Höhe das Gewicht umgiebt. Vier um das Mittelloch gestellte starke Schrauben verhüten zu grosse Ausschläge des Gewichtes, ohne im übrigen seine Bewegungen zu stören. Ich werde sie später „Arretierschrauben" nennen.

Ähnlich wie der Drehpunkt *K*, so sind zur Beseitigung der Reibung auch die Gelenke bei *A*, *B*, *D* und die Achse *CC* unter Verwendung von Federn konstruiert. Bei *A*, *B* und *D* sind hierbei sehr einfach die Schubstangen zu 5—7 mm langen dünnen Stahldrähten verjüngt. Um dieses bei *A* in der vertikalen Mittellinie des Gewichtes zu ermöglichen, ist die Stützstange *BA* noch über *A* hinaus fortgesetzt und erst an dem Stäbchen *O* befestigt (Figur 2), welches

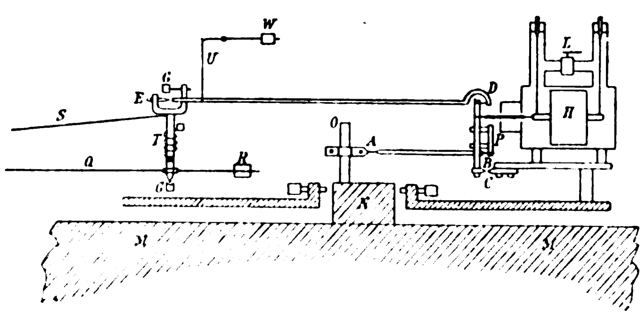


Fig. 2.

entsprechend exzentrisch auf *N* sitzt. Wie das eine Ende der Stützstange *AB* auf dem Stäbchen *O* an beliebiger Stelle befestigt werden kann, so ist auch das andere Ende auf dem Hebel *CD* auf und ab verschiebbar — bei den neueren Apparaten mittels Mikrometerschraube, — indem es an den Schlitten *P* geklemmt ist.

Die untere Drehachse des Hebels *DC* wird durch zwei Blattfedern *C* von ca. 6 mm Länge, ca. 0,5 mm Dicke und ca. 3 mm Breite gegeben, die ca. 20 mm seitlich voneinander abstehen, so dass sie zusammen gewissermassen eine einzige breite Feder bilden, von der ein Mittelstück fortgenommen ist. In Figur 2 ist ein Längsschnitt dieser Doppelfeder angedeutet, welche, so schwach sie scheint, das Gewicht *M* festzuhalten vermag.

Der Dampferkolben *H* hat 10 cm Durchmesser und 6 cm Länge; er bewegt sich an vier Metallfäden hängend mit 0,3—0,4 mm Luftzwischenraum in einem hinten geschlossenen Cylinder, der vorne nur eine kleine Öffnung hat, um die von *D* kommende Verbindungsstange frei hindurch zu lassen. Die beiden Kammern vor und hinter dem Kolben können durch Öffnen des Hahnes *L* so verbunden werden, dass die Dämpfung zum grössten Teile verschwindet.

Die Gelenke bei *G*, *G* und *E* waren bei den ersten Instrumenten mittels Federn konstruiert; doch zeigte es sich, dass diese, selbst wenn sie nur $^1/_{10}$—$^1/_5$ mm dick genommen wurden, bei Indikatorvergrösserungen über 100 zu stark zur Geltung kamen und Unregelmässigkeiten verursachten. Bei den neueren Instrumenten ist daher eine Spitzenkonstruktion angewendet worden. — Die durch das Gegengewicht *W* mittels des Fadens *U* getragene Schubstange *DE* endet dabei auf der Seite *E* in einem Achathütchen, in welches sich eine Stahlspitze des drehbaren Systemes legt. Die Achse G, G wird gegeben, indem das System oben sich mit einer Spitze seitlich in ein Achathütchen legt und unten mit einer Spitze in einem Achathütchen aufruht. In Figur 2 sind die Spitzen und Hütchen angedeutet, nur ist dazu zu bemerken, dass in Wirklichkeit die Spitzen und Hütchen oben bei *G* und *E* in gleicher Höhe liegen. — Eine Stahlspirale *T*, die oben am Gestell und unten an dem drehbaren System befestigt ist, drückt die beiden oberen Spitzen fest in die Hütchen und entlastet zugleich bis auf etwa 10 g die untere Spitze.

Das drehbare System trägt den Schreibarm *Q* und das Gegengewicht *R*. Der sehr zierlich aus 0,9 mm dickem Aluminiumdraht gefertigte 48 cm lange Schreibarm ist infolge einer Gitterkonstruktion gegen seitliche Beanspruchung sehr widerstandsfähig; um ihn auch vor vertikalen Durchbiegungen zu bewahren, wird er von einem feinen Messingdraht *S* gestützt. Die „Schreibfeder", *a b c* in Figur 3, ragt noch 7 cm

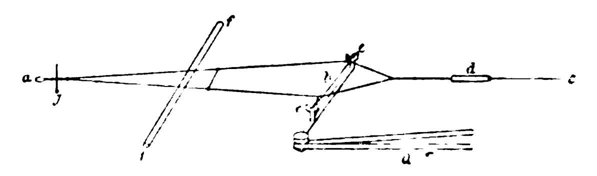


Fig. 3.

über den Schreibarm *QQ* hinaus; sie besteht aus 0,3 mm dickem Aluminiumdraht, liegt mit den sehr dünnen Zapfen ihrer Stahlachse *ee* in zwei Achatlagern am Ende des Schreibarmes, hat ein verschiebbares Gegengewicht *d* und trägt an ihrem vorderen Ende mit federnder Klemmung ein vertikal gestelltes Glasfädchen *J*, welches mit einem unten angeschmolzenen

Kügelchen von einigen Zehnteln Millimeter Durchmesser die Indikatorkurve in das berusste Papier einritzt.

Unter den Schreibfedern der beiden Komponenten läuft in einigen Millimetern Abstand ein gerader Aluminiumdraht *ff*, der zur „Zeitmarkierung" gehört. Er wird am Anfang jeder Minute auf 3 Sekunden und am Anfang jeder Stunde auf 10 Sekunden durch einen Elektromagneten aufgehoben, so dass durch Abheben der Schreibfedern Lücken in den Indikatorkurven entstehen. Da es schon vorgekommen ist, dass die Lücken sich (bei Naherdbeben) als störend erwiesen, wird nach einer Idee von Herrn Dr. Linke geplant, für jede Komponente eine gesonderte Zeitmarkierung der geschilderten Art einzurichten, die in der Phase um $^1/_2$ Minute gegeneinander verschoben sind, so dass stets eine Komponente schreibt. Eine merkliche Beeinflussung der Indikatorbewegung durch den Eingriff der Zeitmarkierung ist nicht vorhanden.

Die Papierstreifen für die Indikatorkurven der beiden Komponenten sind 225 mm breit und bilden gebrauchsfertig geklebt Ringe von 90 cm Umfang (Figur 1). Sie liegen nebeneinander unter den beiden Schreibfedern auf einer Walze von 6 cm Durchmesser, die durch ein Uhrwerk mit einer Umfangs-Geschwindigkeit von gewöhnlich ca. 15 mm in 1 Minute gedreht und dabei während eines Umlaufes der Papiere, d. h. in 1 Stunde, um ca. $4^1/_2$ mm seitlich verschoben wird. Unten werden die Papierringe durch eingelegte Rollen gestreckt, die eine Führung zur Verhütung der Schiefstellung haben; es würden andernfalls Störungen im Laufe der Papierstreifen zu befürchten sein.

Unter dem Eisengewicht steht ein starker Bock aus Eichenholz, der zur Montage und zur Sicherheit dient; er würde das Gewicht bei einem etwaigen Bruch der Federn des Cardanischen Tragsystemes schon nach einem Fall von wenigen Millimetern auffangen. Durch eine am Bock befestigte Schraube kann das Gewicht von den Tragfedern abgehoben werden. Es hängt dann an einer central unter dem eigentlichen Pendelkörper befindlichen kurzen Kette und kann durch Holzkeile ganz festgestellt werden. Wenn man in diesem Falle die Schraube herabdreht, so legt sich das Gewicht mit lose werdender Kette auf die Holzkeile. Bei der Montierung ist dieses die Anordnung, von der man ausgeht.

Der ganze Apparat wird von einem Schrank von Holz und Glas umschlossen, der 186 cm hoch, 138 cm breit und 176 cm lang ist. An den beiden Schmalseiten, d. h. vorne bei den Schreibarmen und hinten bei den Dämpfern, hat der Schrank Flügeltüren, an den beiden Längsseiten herausnehmbare Rahmen, so dass man leicht an alle Teile heran kann.

Für die Registrierung wird möglichst dünnes Briefpapier [1]) genommen, um den Widerstand für das Uhrwerk thunlichst herabzusetzen. Die Berussung geschieht in einer besonderen Vorrichtung mittels einer Petroleumflamme, die Fixierung mittels einer Lösung von gebleichtem Schellack in Alkohol, die so weit verdünnt wird, dass die Blätter nach dem Trocknen eben nicht mehr blank erscheinen.

Justierung.

Man beginnt die Justierung mit der Richtigstellung des eisernen Untersatzes, welcher das Cardanische Federsystem und so den Stützpunkt K des Gewichtes trägt, sowie des Bockes. Der Stützpunkt soll genau unter der Mitte des Loches in der Tischplatte stehen, so dass das Gewicht für sich gerade im (labilen) Gleichgewicht ist, wenn seine obere Säule central durch die Tischöffnung tritt. Man erkennt dies daran, dass das Gewicht sich bei abgenommenen Stützarmen AB, AB' mit gleicher Kraft an beliebige zwei der vier ein wenig auseinander geschraubten Arretierschrauben anlegt. Der Bock soll so stehen, dass die Lage des Gewichtes sich seitlich nicht ändert, wenn man es mittels der Kette von dem Federsystem abhebt. Zeigen sich diese Bedingungen nicht erfüllt, so verbessert man die Stellungen von Untersatz und Bock abwechselnd durch vorsichtiges, schrittweises Verschieben, indem man das Gewicht einmal auf den Untersatz stellt, und dann an die Kette des Bockes hängt, stets sorgfältig darauf achtend, dass das Federsystem nicht etwa durch Anlegen des Gewichtes an den Bock seitlich gedrückt wird und so in Gefahr kommt.

Stehen Untersatz und Bock richtig, so setzt man das Gewicht auf die Federn, befestigt die Stützarme AB, AB' und reguliert durch Heben und Senken der Schlitten an den Enden B, B', wodurch der Einfluss der Federn C, C' geändert wird, die Schwingungsperiode T auf den gewünschten Wert. Die Schubstangen DE, DE' können bei dieser Operation noch ausserhalb der Achathütchen bei E, E' bleiben, so dass die Schreibarme noch nicht mitgenommen werden. Später wird dann freilich durch Einschalten der Schreibarme die Schwingungsdauer geändert; aber dieses findet nur in geringem Masse statt, und man kann an dem im übrigen fertig regulierten Instrument die erforderliche Korrektion sehr leicht vornehmen.

Auf die angenäherte Regulierung der Eigenperiode folgt die angenäherte Regulierung der Indikatorvergrösserung V. Man lässt sich hier-

1) Nicht Glanzpapier; vergl. die erste der auf Seite 822 citierten Arbeiten.



bei von den geometrischen Verhältnissen leiten, indem man den Abstand $E—GG$ so berechnet und einstellt, dass die Schwerpunktsbewegungen von M etwas (vielleicht 20 Proz.) stärker als die gewünschte Indikatorvergrösserung V durch den Indikator vergrössert werden. Es fällt nämlich V geringer aus als die Vergrösserung der Schwerpunktsbewegungen, weil die Masse M nicht im Schwerpunkt vereinigt ist und auch die übrigen Teile des Bewegungsmechanismus Masse enthalten.

Der nächste und besonders wichtige Schritt besteht in der Herstellung der Unabhängigkeit der beiden Indikatoren. Lenkt man den einen Schreibarm ab, indem man ihn direkt mit der Hand zur Seite führt, so darf der andere sich nicht mit bewegen. Wird diese Bedingung nicht erfüllt, so stehen die Arme AB, AB' nicht genügend genau senkrecht aufeinander. Man muss dann die Arme verkürzen oder verlängern und die veränderte Lage des Schwerpunktes von M durch Auflegen von Gewichten auf seine obere Fläche wieder ausgleichen, so dass die Schreibarme Q, Q' ihre frühere Mittellage wieder annehmen. Bewegt sich der frei gelassene Schreibarm im gleichen Sinne wie der abgelenkte, so ist der Winkel BAB' spitz, man muss AB, AB' also verkürzen und auf M vorne, d. h. auf der Seite der Schreibarme, Gewichte auflegen. Die umgekehrten Operationen sind nötig, wenn die Schreibarme sich gegeneinander bewegen. Bei den neuesten Apparaten sind die Dämpfer, welche die Hebel CD, $C'D'$ tragen, so weit seitlich verschiebbar, dass sich die Senkrechtstellung der Arme AB, AB' direkt erzielen lässt.

Da bei Verrückungen des Gewichtes M, wie sie bei Erdbeben stattfinden, der Winkel BAB' verändert wird, bleibt streng genommen die Unabhängigkeit der Indikatoren während der Registrierungen nicht gewahrt. Die ersten Instrumente zeigten diesen Fehler noch in merklicher Grösse; es wurden daher später die Stützarme AB, AB' länger gemacht, so dass die Beeinflussung nun auch bei sehr starken Erdbeben praktisch verschwindet. —

Während der Einstellung auf Unabhängigkeit der Indikatoren ist zur Vermeidung von Unsymmetrie in den Aufzeichnungen der Seismographen darauf zu achten, dass in der Mittellage der Schreibarme die Federn C, C' ungespannt sind und die Hebel EF, $E'F'$ senkrecht zu den Schubstangen DE, $D'E'$ stehen. Das erstere ist an der Stellung der Hebel CD, $C'D'$ leicht zu erkennen; das letztere beurteilt man durch Visieren von oben, indem man die Verbindungslinie der Spitzenpaare E, F und E' F' ins Auge fasst. Korrekturen sind möglich durch Verkürzen oder Verlängern der Schubstangen ED, $E'D'$, Auflegen von Gewichten auf M und Verdrehen der Schreibarme, die nur mit geringer Reibung auf den Achsen festsitzen. —

Nach diesen Vorbereitungen kann der Apparat in Gang gesetzt werden, indem man eine etwaige genauere Einstellung auf die gewünschte Empfindlichkeit von dem Ausfall der demnächst vorzunehmenden Konstantenbestimmung abhängig macht. Man hängt die berussten Papierstreifen ein, setzt die Schreibfedern auf und reguliert die Gegengewichte der letzteren so, dass die Glasstifte mit nur eben hinreichender Kraft aufruhen, um den Russ sicher zu durchschneiden.

Es möge hier noch eine Bemerkung über die Dämpfung Platz finden. An den bisher gebauten Apparaten ist eine besondere Regulierung nicht vorgesehen; man kann aber dennoch eine stärkere oder schwächere Dämpfung erreichen, indem man bei C, C' schwächere oder stärkere Federn einsetzt. Um zur früheren Empfindlichkeit zu kommen, müssen dann die Stützpunkte B, B' (und A) gesenkt oder gehoben und die Hebelarme EF, $E'F'$ verlängert oder verkürzt werden, so dass die Dämpferkolben sich bei gleichen Ausschlägen mit veränderter Geschwindigkeit bewegen und eine veränderte Dämpfung ergeben. Da die Dämpfung proportional mit dem Quadrate der Hebellängen CB, $C'B'$ variiert, lässt sich auf diese Weise eine sehr ausgiebige Variation der Intensität erzielen; freilich sind die Operationen ziemlich unbequem und ich beabsichtige daher eine Regulierung der Dämpfung einzurichten, bei der es nicht nötig ist, in den Bewegungsmechanismus einzugreifen.

Bestimmung der Konstanten.

Vor allem wichtig ist die Kenntnis der Indikatorvergrösserung V, d. h. der Vergrösserung sehr schneller Erschütterungen, und der äquivalenten Indikatorlänge I, d. h. der Neigungsempfindlichkeit bei Bogenmass.

Mit V und I hängen unmittelbar zusammen die äquivalente Pendellänge

$$L = \frac{I}{V},$$

die reduzierte Eigenperiode

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{L}{g}} = (2{,}004 \text{ bis } 2{,}009) \sqrt{L_{\text{Meter}}} = \text{ca. } 2\sqrt{L_{\text{Meter}}},$$

d. h. die Eigenperiode bei ausgeschalteter Dämpfung und ausgeschalteter Reibung am Schreibstift, und, als ein anderes Mass für die Neigungsempfindlichkeit, der Ausschlag für eine Bogensekunde

$$E = \frac{I}{206000}.$$

Zunächst wird T_0 für beide Komponenten festgestellt. Um die Dämpfung auszuschalten, öffnet man jedesmal den Hahn an dem Dämpfer der betreffenden Komponente. Es bleibt freilich auch dann eine gewisse Dämpfung zurück, diese ist aber so gering, dass es im allgemeinen nicht nötig sein wird, ihren Einfluss noch besonders durch die Rechnung zu eliminieren. Der Einfluss der Reibung des Schreibstiftes auf die Periode ist bei grösseren Ausschlägen sehr gering und fällt ganz fort, wenn man das Uhrwerk anhält, welches das Papier bewegt.

Zweitens wird I bestimmt. Hier ist ein besonderer kleiner Apparat beigegeben, der es erlaubt, die Messung für beide Komponenten zugleich auszuführen. Er besteht in einer wageartigen Vorrichtung, die, an dem Traggestell des Eisentisches befestigt, bei Auflegen eines Gewichtes auf ihre Wagschale einen Stift mit der halben Kraft seitlich gegen das Eisengewicht M in der Höhe des Schwerpunktes drückt, und es so ablenkt. Betrachtet man den Seismographen im ganzen, so wirkt die ablenkende Kraft von hinten nach vorn, also unter 45^0 gegen die beiden Komponentenrichtungen. Ist μ das aufgelegte Gewicht, so kommt demnach für jede Komponente die ablenkende Kraft

$$\frac{\mu g}{2} \cos 45^0 = 0{,}35 \cdot \mu g$$

in Rechnung. Sie entspricht einer Neigung

$$i = \frac{0{,}35 \cdot \mu g}{Mg} = 0{,}35 \cdot \frac{\mu}{M},$$

wenn M die Masse des Eisengewichtes bezeichnet; ist also a der für die betreffende Komponente beobachtete Ausschlag des Indikators, so folgt

$$I = \frac{a}{i} = \frac{a}{0{,}35} \frac{M}{\mu}.$$

Ergiebt das Experiment z. B. für $\mu = 5 g$, $a = 10{,}5$ mm und ist, den neueren Apparaten entsprechend, $M = 10^6 g$, so wäre

$$I = \frac{10{,}5 \cdot 10^{-3} \cdot 10^6}{0{,}35 \cdot 5} = 6000 \text{ m},$$

$$E = \frac{I}{206000} = 29 \text{ mm}.$$

Hat die Messung der reduzierten Schwingungsperiode überdies ergeben

$$T_0 = 11^s, \text{ also } L = 30 \text{ m},$$

so wäre weiter

$$V = \frac{6000}{30} = 200. \text{ —}$$

Festzustellen ist nun noch die Reibung am Schreibstift und das Dämpfungsverhältnis.

Der Reibungswiderstand des Schreibstiftes wird in bequemer Weise nach der Grösse des maximalen Reibungsausschlages r beurteilt, d. h. des Ausschlages, der durch die Reibung im Maximum aufrecht erhalten werden kann. Um ihn in einfacher Weise zu messen, schaltet man die Dämpfung aus und vermindert, um den Einfluss der Bewegung der Schreibfläche zu beseitigen, die Geschwindigkeit des Uhrwerks so weit, dass die Kurve bei Eigenschwingungen nur gerade noch auflösbar bleibt. Wäre dann gar keine Dämpfung vorhanden, so würde die Verminderung der grössten Ausweichung von einem Ausschlage bis zum nächsten nach derselben Seite $= 4\,r$ sein. Die noch zurückgebliebene Dämpfung bewirkt eine verstärkte Verminderung der Ausschläge, und zwar in der Weise, dass die Verstärkung mit verschwindender Amplitude der Schwingungen verschwindet. Man wird also die Abnahme der Schwingungen verfolgen und aus der schliesslich sich zeigenden Verminderung der Ausschläge r ableiten.

Es ist leicht, aus der Grösse des maximalen Reibungsausschlages r auf den Widerstand R zu schliessen, den der Indikator bei seiner Bewegung auf der Schreibfläche findet, und es empfiehlt sich, zur Kontrolle stets R zu berechnen. Nach meinen bisherigen Erfahrungen ist $R = \frac{1}{2}$ Milligramm-Gewicht die erreichbare untere Grenze. Ist die im Indikator „resultierende Masse" m des Gehänges bekannt, so kann die Formel

$$R = r \cdot \frac{mg}{L}$$

benutzt werden. Kennt man m nicht, so wird es meist genügen, die nur näherungsweise richtige Formel

$$R = r \frac{Mg}{V^2 L} = r \cdot \frac{Mg}{VI}$$

zu benutzen, indem $M V^2$ für m gesetzt wird. Rechnet man m bezüglich M nach Gramm, setzt $g = 980$ und verwendet für r und L, bezüglich I gleiches Mass, so ergiebt sich R in Dynen. 1 Dyne ist = 1,02 Milligramm-Gewicht, als Masseinheit für den berechneten Wert von R kann praktisch also auch genügend genau das Gewicht eines Milligramms gelten. Ist $M = 1000$ kgr $= 10^6$ gr, $V = 200$, $I = 6000$ m $= 6.10^6$ mm, so ergiebt die obige Näherungsformel:

$$R_{\text{Dynen}} = 0{,}8\, r_{\text{Millimeter}},$$

wofür wegen des Unterschiedes von m und M/V^2 besser

$$R_{\text{Dynen}} = r_{\text{Millimeter}}$$

zu setzen wäre.

Nachdem r gefunden ist, erhält man das Dämpfungsverhältnis $\varepsilon : 1$, d. h. das Verhältnis zweier aufeinander folgender grösster Ausschläge (nach verschiedenen Seiten) sehr einfach mittels der Formel

$$\varepsilon : 1 = a_0 - r : a_1 + r,$$

oder

$$\varepsilon : 1 = l_0 - 2r : l_1 + 2r,$$

wenn a_0 und a_1 zwei positiv gerechnete aufeinander folgende grösste Ausschläge und l_0, l_1 zwei positiv gerechnete aufeinander folgende Schwingungsweiten (gemessen von einem Umkehrpunkt bis zum nächsten) bedeuten. Von der Einwirkung der Papierbewegung, die mit kleiner werdenden Schwingungen immer stärker zur Geltung kommt, ist hier abgesehen; man muss daher entweder mit grösseren Ausschlägen arbeiten, oder das Uhrwerk so stark hemmen, dass die Kurve nur eben noch lesbar bleibt.

Aufstellung des Seismographen.

Bei der grossen Wichtigkeit einer zweckmässigen Aufstellung des Seismographen mögen hier zum Schluss noch einige Worte über die bisherigen Erfahrungen in dieser Hinsicht Platz finden.

Das zuerst gebaute Instrument stand längere Zeit in einem Saale der Kgl. Sternwarte zu Göttingen, dessen Fussboden zu ebener Erde liegt. Wie stark die gemauerte Grundplatte ist, welche das Instrument trug, kann ich nicht angeben, doch ist nicht mehr als $^1/_2$ m Dicke anzunehmen. Die Grundplatte geht bis dicht an eine Längsseite des Saales heran.

Es zeigte sich, dass Sonnenschein und Wind eine sehr starke Einwirkung hatten. Unter der Einwirkung des Sonnenscheins gingen die Schreibarme im Tage entsprechend 2 und mehr Bogensekunden Neigung des Apparates hin und her. Mit überraschender Schnelligkeit, in wenigen Minuten, äusserte sich die Wirkung jeder einzelnen die Sonne verdunkelnden Wolke. Daran änderte sich nichts, wenn die Fensterläden fest geschlossen wurden. — Schon bei leichtem Wind waren die Kurven so unruhig, dass die Aufzeichnung der Pulsationen und schwacher Fernbeben ernstlich beeinträchtigt wurde, Sturm hatte Zacken von 5 Millimetern und mehr zur Folge.

Betrat man den Saal, so zeigte das Instrument schon merkliche Ablenkungen, wenn man auf 3—4 m herankam; unmittelbar beim Apparat stehend, verursachte ein Mensch Ablenkungen von 20 Millimeter und darüber. Um ein Herantreten an den Apparat ohne Störung für diesen zu ermöglichen, musste eine dicht über dem Fussboden schwebende, an der Decke aufgehängte Brücke gebaut werden. Die 1 Meter starke Mauer neben der Grundplatte des Instrumentes trägt in ca. 4 Meter Höhe eine Holzgalerie: Ging man auf dieser hin und her, so war das sehr wenig zwar, aber doch deutlich in den Seismographenkurven zu bemerken.

Die Operationen am Meridianspalt des Nachbarsaales der Sternwarte wurden stets in eigenartigen Diagrammen registriert.

Der Wagenverkehr in den umliegenden Strassen, deren nächste ca. 35 Meter vom Instrument entfernt war, machte sich entsprechend den sehr schnellen Bodenschwingungen in einer Verbreiterung der Kurven bemerkbar. Es konnten die Spuren eines einzelnen Wagens schon erkannt werden, wenn er noch 100 Meter entfernt war. An den infolge des fehlenden Wagenverkehrs erheblich feineren Kurven waren die Nachtstunden von den Tagesstunden leicht zu unterscheiden. — Störend ist diese Wagenunruhe thatsächlich niemals gewesen; sie hätte es jedenfalls nur bei ganz winzigen, an der Grenze des Beobachtbaren liegenden Aufzeichnungen von Naherdbeben werden können. Dabei ist aber zu beachten, dass Göttingen nur etwa 30000 Einwohner zählt und die Sternwarte in der äusseren Gartenstadt liegt.

Bei dem Neubau des Göttinger Geophysikalischen Institutes ausserhalb der Stadt wurde das Instrument in einem halb unterirdischen Hause aufgestellt, dessen Dach nur 1—1 $^1/_2$ Meter über die Erde emporragt. Hier sind Störungen durch Sonnenschein und Wind unmerklich. — Das Instrument steht ohne besonderes Fundament direkt auf der Betonschicht, mit welcher der Felsenuntergrund zur Ausgleichung bedeckt ist. Dem viel festeren Boden entsprechend verursacht ein in die Nähe tretender Mensch hier nur etwa 5 mal geringere Ablenkungen als früher in der Sternwarte, dennoch sind die Störungen noch so empfindlich gross, dass der auch hier angewandte Hängeboden unbedingt notwendig scheint. In ca. 100 Meter Entfernung von dem Instrument führt eine Chaussee vorüber; der Wagenverkehr auf dieser bleibt in der Regel ohne Spuren, nur sehr schwere Gefährte, z. B. Dampfwalzen, machen sich in einer Verbreiterung der Indikatorkurven bemerkbar.

In Leipzig[1]) (Kgl. Geologische Landesanstalt) und in Strassburg (Kaiserl. Centralstation für Erdbebenforschung) stehen gleiche Instrumente wie in Göttingen mitten in Grossstädten. Beidemal macht sich der Stadtbetrieb viel stärker bemerkbar als in der Sternwarte zu Göttingen; in Leipzig, wo die Verhältnisse bei weitem am ungünstigsten liegen, beschreiben die Indikatoren fortdauernd Zickzacklinien, deren Amplitude am Tage bis $^1/_4$ Millimeter und darüber geht. Trotzdem ist die Störung der Erdbebenaufzeichnungen sehr gering und nur für schwache Naherdbeben am Tage ernstlich zu fürchten.

Überblickt man alle diese Erfahrungen, so wird man zu folgenden Schlüssen geführt. Es empfiehlt sich sehr, den Seismographen in einem

1) Fr. Etzold, Berichte der Kgl. Sächs. Gesellsch. d. Wiss. zu Leipzig, math.-phys. Kl. 1902, S. 283.

nicht bewohnten, möglichst niedrigen Hause aufzustellen. Wenn nicht ein gesondertes, sehr tiefes Fundament für den Apparat gebaut werden kann, wird es nötig sein, die Störungen infolge des Menschenverkehrs durch einen Hängeboden zu mildern. Grosse Städte sind nicht unbedingt zu fürchten, immerhin wird man in solchen mit Sorgfalt einen möglichst günstigen Platz aufsuchen müssen.

Beeinflussung der Tonhöhe von Stimmgabeln durch Magnetismus.

Von O. Kirstein.

Im Jahre 1885 hatte die Wiener Stimmtonkonferenz empfohlen, Stimmgabeln auf Resonanzkästen mit elektromagnetischer Erregung zu benutzen, um eine grössere Schwingungsdauer zu erzielen.

Hiergegen wandte sich Loewenherz[1]), welcher die Beobachtung gemacht hatte, dass „der Ton der Stimmgabel sich mit der jeweiligen Einstellung des elektrischen Kontaktes, der das Fortklingen veranlasst und namentlich auch mit der Stärke des Stromes nicht unerheblich ändert". Die Methode, Stimmgabeln elektromagnetisch zu erregen, hatten bereits früher Lissajous[2]) und Mercadier[3]) benutzt.

Mercadier fand, dass der Magnetismus auf die Amplitude von Einfluss war, so, dass bei Veränderungen der Entfernung des Elektromagneten von der Gabel zwischen ein bis vier Millimeter die Amplitude ungefähr umgekehrt proportional der Entfernung war. Die erste Beobachtung stammt von Wertheim[4]), welcher fand, dass die Veränderung der Schwingungszahl aufhörte, sobald die Stimmgabel aus dem magnetischen Felde wieder entfernt wurde. Trèves[5]) fand 1868 eine Bestätigung dieser Beobachtung.

Eingehendere Untersuchungen sind nur von Maurain[6]) angestellt, welcher fand, dass die Schwingungszahl der Stimmgabel abnahm, wenn die Schwingungsebene parallel zum Felde lag, dagegen zunahm, wenn die Schwingungsebene senkrecht zum Felde stand. In der ersten Lage fand er eine starke Dämpfung.

Heerwagen[7]) stellte nur eine Verringerung der Schwingungszahl im magnetischen Felde fest, Wiedemann[1]) dagegen nur eine Erhöhung derselben.

Es ist bei Wiedemann in keiner Weise ersichtlich, dass eine Erhöhung der Schwingungszahl eintreten muss.

Er benutzt zwei Stimmgabeln, welche von gleicher Schwingungszahl sind, also beim Anschlagen keine Schwebungen zeigen. Von diesen bringt er die eine in ein magnetisches Feld und beobachtet jetzt ein Auftreten von Schwebungen. Hieraus nun schliesst er auf eine Tonerhöhung der im Felde befindlichen Stimmgabel. Woraus gerade auf eine Tonerhöhung geschlossen wird, ist jedoch nirgends ersichtlich.

Wenn beim Erregen von zwei Stimmgabeln zwischen denselben Schwebungen auftreten, so ist doch hiermit nur eine Verschiedenheit der Tonhöhe gegeben. Welche der Stimmgabeln die höhere Schwingungszahl besitzt, muss jedoch erst durch eine Untersuchung festgestellt werden. Diese Untersuchung fehlt bei Wiedemann, und kann daher aus dem Versuchsergebnis mit der gleichen Berechtigung auf eine Erniedrigung der Schwingungszahl geschlossen werden.

Die von mir ausgeführten Untersuchungen hatten nun den Zweck, zu untersuchen, welcher Art die Veränderungen der Schwingungszahl einer Stimmgabel sind, wenn die Achse der Stimmgabel senkrecht von den Kraftlinien geschnitten wird.

Bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt werden Stimmgabeln geprüft durch Vergleichung der zu prüfenden Stimmgabel mit einer Differenzstimmgabel, indem die zwischen beiden auftretenden Schwebungen gezählt werden. Bei einiger Übung giebt diese Methode die genauesten Resultate, und wurde hier verwandt.

Bei den ersten Untersuchungen wurde eine Stimmgabel mit rechteckigem Querschnitt benutzt, deren Schwingungszahl zu 510 angegeben war. Diese Zahl entsprach den Schwingungen, nach französischer Weise gezählt, welche die Zeit, die zwischen einer Elongation bis zur nächsten auf der anderen Seite verfliesst, als die Dauer einer Schwingung bezeichnet. In Deutschland gilt der doppelte Wert, also die Zeit zwischen einer Elongation bis zur nächsten auf derselben Seite, als die Dauer einer Schwingung. Die Anzahl der Schwebungen, welche beobachtet werden, ist nun gleich der Differenz der Schwingungszahlen, nach deutscher Weise gezählt.

Als Differenzstimmgabel wurde eine Stimmgabel benutzt, welche mit der zu untersuchen-

1) Loewenherz, Über d. Herstellg. v. Stimmgabeln. Z. f. Instrumentenkunde **8**. Jahrg. 1888.

2) Lissajous. Mémoire sur l'étude optique des mouvements vibratoires. Compt. rend. **45**, 1857, S. 51.

3) Mercadier, Sur un électro-diapason à mouvement continu. Compt. rend. **76**.

4) Wertheim, Ann. de chim. et de phys. **12**, 610, 1844.

5) Trèves, Compt. rend. **67**, 321, 1868.

6) Maurain, Compt. rend. **121**. 248, 1895.

7) Heerwagen, Schriften der Naturf. Ges. d. Univ. Dorpat. Heft 6, 1890.

1) Wiedemann, Lehre v. d. Elektrizität. 2. Aufl. 1895. III. Band S. 818.

den ungefähr zwei Schwebungen in einer Sekunde machte. Da unbekannt war, welche der beiden Gabeln die höhere Schwingungszahl hatte, wurde dies durch Versuche festgestellt. Es ergab sich, dass bei Belastung der Zinken der Differenzstimmgabel die Zahl der Schwebungen grösser, dagegen bei Belastung der Zinken der zu untersuchenden Gabel die Zahl kleiner wurde. Die Anzahl der Schwingungen der Differenzstimmgabel ergab sich zu $\sim$ 253, nach deutscher Weise gezählt.

Zur Kontrolle der zu untersuchenden Gabel auf etwaige dauernde Einwirkungen des Magnetismus diente eine dritte Gabel, welche gleichfalls 255 (510) Schwingungen machte.

Als Magnet diente ein Ruhmkorffscher Elektromagnet, welcher von einer regulierbaren Akkumulatorenbatterie gespeist wurde, zur Zeitmessung ein Hippsches Chronoskop, welches eine Zeitbestimmung bis zu 10^{-3} Sekunden gestattete.

Die Feldstärke wurde mit einer Wismutspirale bestimmt. Für die Änderung des Widerstandes der Spirale von 0,01 Ohm ergab sich $\frac{W_F - W_o}{W_o} = 0{,}0005102$, und hieraus die Veränderung der Feldstärke zu ungefähr 10 Kraftlinien.

Aus den Untersuchungen der Änderung der Tonhöhe, wenn die Schwingungsebene senkrecht zum Felde lag, seien hier einige gegeben.

t_b: Mittelwert aus den Beobachtungszeiten in Sekunden.

s_b: Anzahl der beobachteten Schwebungen.

s: Anzahl der errechneten Schwebungen in 1 Sekunde.

W_F: Widerstand der Wismutspirale im Felde.

W_o: Widerstand der Wismutspirale ausserhalb Feld.

$\mathfrak{G} = \frac{W_F - W_o}{W_o}$; Feldstärke, der Tabelle, zu der Wismutspirale gehörend, entnommen.

D: Differenz der Schwebungen im Felde und ausserhalb des Feldes. (+ = Zunahme, — = Abnahme.)

Aus den Spalten „t_b", „$\mathfrak{G}$" und „D" ergiebt sich, dass mit steigender Feldstärke auch ein Ansteigen der Schwingungszahl auftritt. Eine Kurve, welche nach dem erlangten Werte hergestellt wurde, ergab für $D = F(\mathfrak{G})$ einen gleichen Verlauf wie eine Magnetisierungskurve. Ungefähr bei $\mathfrak{G} = 1900$ hatte die Kurve ein charakteristisches Knie. In gewissen Intervallen war der Quotient $D/\mathfrak{G}$ nahezu derselbe. Es ergaben sich für $D/\mathfrak{G}$ folgende Mittelwerte:

Intervalle von $\mathfrak{G}$.	$D/\mathfrak{G}$
100—400	0,000451
500—1900	0,000384
2000—2300	0,000450
2400—2800	0,000540
2900—3400	0,000640

Innerhalb grösserer Intervalle findet sich also direkte Proportionalität zwischen D und $\mathfrak{G}$. Bezeichnet man den Faktor mit c, so ergiebt sich

1) . . . . . $D = c\mathfrak{G}$.

Diese Konstante c wächst mit zunehmender Feldstärke, und zwar bei schwachem Felde in grösseren Intervallen von $\mathfrak{G}$, bei stärkerem Felde in kleinen Intervallen von $\mathfrak{G}$, d. i. bei kleinen Feldstärken ruft eine geringe Veränderung des Feldes nur eine geringe Änderung der Schwingungszahl hervor, während bei stärkerem Felde ($\mathfrak{G} > 1900$) bereits durch eine kleine Änderung der Feldstärke eine grössere Änderung der Schwingungszahl hervorgerufen wird.

Bei der untersuchten Stimmgabel nahm die Schwingungszahl innerhalb eines Feldes von 0—1900 um 0,79 Schwingungen zu, während in einem Intervall von 1900—2800, also einem nur ungefähr halb so grossen Intervall, dieselbe Zunahme von 0,79 Schwingungen beobachtet wurde. Bei $\mathfrak{G}$ = 2800—3450, dem dritten Teile des ersten Intervalls, zeigte sich dieselbe Zunahme von 0,79.

Es wurde die Beobachtung gemacht, dass die Tonhöhe der Stimmgabel von den Kraftlinien nicht dauernd beeinflusst wurde.[1]) Sobald der Strom unterbrochen wurde, trat sofort die ursprüngliche Zahl der Schwebungen wieder ein, selbst dann, wenn die Stimmgabel zwischen den Polen des unerregten Magneten gelassen wurde.

1) Trèves, Compt. rend. **67**, 321, 1868. Wertheim.

t_b	s_b	s	W_F	W_o	$\frac{W_F - W_o}{W_o}$	$\mathfrak{G}$	D
4,558	10	2,17	19,93	19,8	0,0065	425	+ 0,08
4,495	10	2,22	20,18	19,9	0,0140	750	+ 0,13
4,087	10	2,45	20,62	19,88	0,0370	1550	+ 0,36
3,945	10	2,54	20,58	19,7	0,0450	1825	+ 0,45
3,875	10	2,58	20,76	19,63	0,0580	2000	+ 0,68
3,128	10	3,20	21,04	19,73	0,0700	2450	+ 1,30
3,066	10	3,26	19,91	18,37	0,0840	2600	+ 1,36
2,935	10	3,41	20,81	18,37	0,0780	2800	+ 1,51

Der remanente Magnetismus hatte keinerlei Einfluss auf die Tonhöhe. Bei der Erregung des Magneten dagegen, und mochte sie noch so schwach sein, trat sofort eine Änderung in der Zahl der Schwebungen ein.

Die während der Versuche angestellten Proben, ob die Schwingungszahl sich dauernd verändere, ergaben folgende Werte:

2,09; 1,90; 2,05; 2,01; 2,02; 2,05; 2,04; 2,00; 2,07; 2,06; 2,01; 2,10; 2,01.

Die Veränderung der Schwingungszahl von Stimmgabeln wird also nur durch den temporären Magnetismus hervorgerufen.

Nachdem festgestellt war, dass die Schwingungszahl erhöht wird, wenn die Schwingungsebene senkrecht zum Felde schwingt, wurde die Ebene parallel zum Felde gelegt.

Unter Zugrundelegung der bereits oben angegebenen Bezeichnungen seien im folgenden einige der Versuchsresultate angegeben:

t_b	s_b	s	W_F	W_o	$\frac{W_F - W_o}{W_o}$	$\mathfrak{G}$	D
5,391	10	1,86	19,95	19,88	0,003	250	— 0,18
5,910	10	1,69	19,90	19,79	0,006	500	— 0,38
3,418	5	1,46	20,01	19,78	0,012	650	— 0,59
3,840	5	1,30	20,05	19,73	0,016	850	— 0,74
3,060	3	0,98	20,10	19,68	0,020	1000	— 1,03
3,975	5	1,26	20,34	19,87	0,024	1100	— 0,78
3,350	3	0,90	20,39	19,78	0,031	1350	— 1,14

Bei dieser Lage der Stimmgabel zum Felde trat bei Feldstärken > 500 bereits eine merkliche Dämpfung auf, welche es unmöglich machte, eine grössere Anzahl Schwebungen zu zählen. Es dürften in den Zinken der Stimmgabel Wirbelströme induziert werden, welche auf die Bewegung der Zinken hemmend einwirken.[1]

Auch bei dieser Versuchsanordnung ergiebt sich direkte Proportionalität zwischen der Feldstärke und der Differenz der Schwebungen

$$2) \quad \ldots \quad D = c \cdot \mathfrak{G},$$

und zwar ergab sich für c aus den gesamten Beobachtungen ein Mittelwert zu 0,00088.

Aus der Spalte „t_b“, „$\mathfrak{G}$“ und „D“ ergiebt sich, dass mit wachsender Feldstärke eine Verkleinerung der Anzahl der Schwebungen eintritt, d. i. mit wachsender Feldstärke wird die Schwingungszahl einer Stimmgabel in der angegebenen Lage zum Felde kleiner.

Aus einem Vergleich der Resultate aus beiden Versuchsanordnungen ergab sich, dass bei gleicher Feldstärke die Abnahme der Schwingungszahl kleiner ist als die Zunahme.[2]

In der folgenden Tabelle befindet sich eine Gegenüberstellung der Zunahme und Abnahme der Schwingungszahl bei gleicher Feldstärke:

$\mathfrak{G}$	Zunahme.	Abnahme.
100	0,05	0,08
200	0,08	0,18
300	0,14	0,26
400	0,17	0,35
500	0,22	0,44
600	0,26	0,53
700	0,30	0,62
800	0,33	0,71
900	0,37	0,80
1000	0,41	0,88

Da in zwei Lagen der Stimmgabel zum Felde, welche aufeinander senkrecht stehen, eine Vergrösserung und eine Abnahme der Schwingungszahl eintrat, lag die Vermutung nahe, dass in einer Zwischenlage die Schwingungszahl von dem magnetischen Felde unbeeinflusst bleiben würde.

Versuche, welche nach dieser Richtung hin angestellt wurden, ergaben eine Bestätigung der Annahme.

Es wurde bei bestimmter Feldstärke die Schwingungsebene der Stimmgabel im Felde um 180° gedreht, so zwar, dass die Lage der Ebene zum Felde senkrecht mit 0° bezeichnet wurde, die parallel zum Felde mit 90°.

In den folgenden Tabellen bezeichnet unter gleicher Bezeichnung von t_b, s_b, s und D wie oben α den Drehungswinkel der Ebene, wobei die mit + bezeichneten Werte von D eine Zunahme, die mit — eine Abnahme der Schwebungen, also der Schwingungszahl angeben.

I.

Ausserhalb des Feldes betrug die Anzahl der Schwebungen in 1 Sekunde:

2,02;

II a.

$$W_F = 19{,}74; \quad W_o = 19{,}66; \quad \frac{W_F - W_o}{W_o} = 0{,}005;$$
$$\mathfrak{G} = 350.$$

t_b	s_b	s	α	D
4,643	10	2,15	0°	+ 0,13
4,574	10	2,21	30°	+ 0,19
4,886	10	2,05	37,5°	+ 0,03

1) Heerwagen. Maurain
2) Maurain.

t_b	s_b	s	α	D
5,503	10	1,82	45°	— 0,20
3,377	5	1,48	60°	— 0,54
4,221	5	1,18	90°	— 0,84
4,607	5	1,10	105°	— 0,92
2,956	5	1,69	120°	— 0,33
2,394	5	2,09	150°	+ 0,07
2,426	5	2,07	165°	+ 0 05
2,362	5	2,12	180°	+ 0,10

II b.

$W_F = 20;\; W_o = 19{,}64;\; \frac{W_F - W_o}{W_o} = 0{,}018;$

$\mathfrak{G} = 950.$

t_b	s_b	s	α	D
6,973	20	2,80	0°	+ 0,78
7,199	20	2,78	15°	+ 0,76
4,733	10	2,12	45°	+ 0,10
2,826	3	1,06	60°	— 0,96
2,711	3	1,10	90°	— 0,92
2,759	3	1,36	105°	— 0,96
8,546	20	2,34	135°	+ 0,32
7,658	20	2,61	150°	+ 0,59
7,320	20	2,72	165°	+ 0,70
7,220	20	2,77	180°	+ 0,75

II c.

$W_F = 19{,}79;\; W_o = 1963;\; \frac{W_F - W_o}{W_o} = 0{,}008;$

$\mathfrak{G} = 550;$

t_b	s_b	s	α	D
4,403	10	2,27	0°	+ 0,25
4,504	10	2,20	15°	+ 0,18
4,746	10	2,11	30°	+ 0,09
4,982	10	2,01	45°	— 0,01
4,652	5	1,08	60°	— 0,94
4,710	5	1,06	75°	— 0,96
4,555	5	1,07	90°	— 0,95
4,436	5	1,13	105°	— 0,89
4,053	5	1,21	120°	— 0,81
4,677	10	2,12	135°	+ 0,10
8.687	20	2,30	165°	+ 0,28
8,746	20	2,30	180°	+ 0,28

Bildet man aus diesen Untersuchungen eine Kurve für $D = \mathfrak{F}(\alpha)$, so zeigt dieselbe sinusartigen Verlauf. Die Veränderung der Schwingungszahl, welche die Stimmgabel bei $\alpha = 0^0$ hat, ist nur eine geringe bis zu einem Winkel von $\alpha \backsim 20^0$.

Wird der Drehungswinkel grösser, so tritt sofort eine bedeutendere Veränderung der Zahl der Schwebungen ein, bei $\alpha \sim 45^0$ ist die Anzahl der Schwebungen gleich der Anzahl Schwebungen bei nicht erregtem Felde, ebenso bei $\sim 135^0$. Bei $\alpha = 180^0$ tritt wieder ein Maximum der Schwebungszahl ein, ebenso bei $\alpha = 90^0$ ein Minimum.

Bei $\alpha \sim 45^0$ ist kein Einfluss des Magnetismus auf die Schwingungszahl der Stimmgabel zu bemerken, die Tonhöhe verändert sich also nicht.

Für Abstufungen des Drehungswinkels von 30^0 zu 30^0 ergiebt sich z. B. für die Werte in Tabelle IIc folgende Veränderung der Schwingungszahl:

α	Veränderung der Schwingungszahl.	Veränderung der Schwingungszahl innerhalb eines Intervalls von 30°.
0°	+ 0,25	
		0,16
30°	+ 0,09	
		1,03
60°	—0,94	
		0,01
90°	—0,95	
		0,14
120°	—0,81	
		1,03
150°	+ 0,22	
		0,06
180°	+ 0,28	

Versuche, welche mit anderen Stimmgabeln ausgeführt wurden, ergaben volle Übereinstimmung mit obigen Beobachtungen. Die Konstante c hat für jede Stimmgabel einen anderen Wert.

Als Endergebnis der Untersuchungen ergeben sich folgende, zum Teil schon von anderer Seite bestätigte Sätze:

I. Schwingt eine Stimmgabel so im magnetischen Felde, dass die Kraftlinien die Schwingungsebene senkrecht schneiden, so wird die Schwingungszahl erhöht; schwingt eine Stimmgabel im Felde so, dass die Kraftlinien parallel zur Schwingungsebene verlaufen, so wird die Schwingungszahl erniedrigt.

II. Die Veränderung der Schwingungszahl ist direkt proportional der Feldstärke. Die Konstante, welche für verschiedene Stimmgabeln verschiedene Werte hat, wächst mit steigender Feldstärke.

III. Die Einwirkung des Magnetismus auf die Stimmgabel ist nur eine temporäre.

IV. Eine Kurve $D = \mathfrak{F}(\mathfrak{G})$ zeigt die Charakteristika der Magnetisierungskurven.

V. Bei gleicher Feldstärke ist die Abnahme der Schwingungszahl einer Stimmgabel grösser als die Zunahme, wenn die Schwingungsebenen sich in entsprechenden Lagen zum Felde befinden.

VI. Ist die Schwingungsebene einer Stimmgabel unter 45^0 gegen die Ebene der Kraftlinien geneigt, so findet keine Veränderung der Schwingungszahl statt.

(Eingegangen 20. Oktober 1903.)

REFERATE.



Instrumentenkunde.

Besorgt von Prof. Dr. L. Ambronn.



Der 14. Mechanikertag zu Ilmenau.

In diesem Jahre hatten sich die Mitglieder der Deutschen Gesellschaft für Mechanik und Optik zu ihren Beratungen in dem schönen Städtchen Ilmenau zusammengefunden. Wenn auch die Tagesordnung in der Mehrzahl der einzelnen Gegenstände sich auf Fragen der Lehrlingsausbildung, die bei der Wichtigkeit des Gegenstandes für die Zukunft der mechanischen Werkstätten stets einen breiten Raum einnehmen, und auf die in den letzten Jahren in den Vordergrund des wirtschaftlichen Lebens stehenden zollpolitischen Bestrebungen bezogen, so ist doch auch die wissenschaftlich-technische Seite nicht zu kurz gekommen. Herr Geh.-Rat Hagen von der Physikalisch-technischen Reichsanstalt hatte sich bereit finden lassen, den sehr zahlreich versammelten Teilnehmern einen Vortrag zu halten über die verschiedenen Methoden der Temperaturmessungen mit besonderer Berücksichtigung der Fernmessungen und der Bestimmungen sehr hoher Temperaturen. Die auf die Tage des 14. und 15. August verteilten Paragraphen der Tagesordnung begannen mit dem geschäftlichen Jahresbericht des Vorsitzenden Hrn. Dr. Krüss (Hamburg), nachdem sowohl seitens der Regierung als seitens der Stadt die Teilnehmer begrüsst worden waren. — Darauf hielt Herr Geh.-Rat Hagen seinen oben schon genannten Vortrag. Der Redner begann mit der einfachsten Methode der elektrischen Temperaturmessung mittels in ein gewöhnliches Quecksilberthermometer eingeschmolzener Platindrähte, die so angeordnet sein können, dass für jedes beliebige Thermometerintervall gesonderte Registrierung stattfindet, oder dass auch durch Benutzung geeigneter Widerstände die Registrierung auf einer gemeinschaftlichen Leitung für eine grössere Zahl von Temperaturen erfolgt. Die betreffenden Angaben können dann sowohl direkt abgelesen werden oder es kann automatisch Regulierung stattfinden. Hierauf erläuterte der Redner die Ausnutzung der Widerstandsänderungen in bestimmten Leitern für die Bestimmung der Temperaturen, denen diese Leiter ausgesetzt sind, er schloss daran die Verwendung der Thermosäulen sowohl für die Bestimmung sehr hoher Temperaturen, als auch sehr geringer Temperaturdifferenzen, und zeigte, dass die Wirkungsweise der Thermosäulen durch das Auftreten von Temperaturdifferenzen an Lötstelle und freiem Metallende bedingt sei. — Diese Auseinandersetzungen wurden durch höchst instruktive und dem Zuhörerkreise besonders naheliegende Experimente in ausgezeichneter Weise erläutert. An diese Darlegungen knüpfte der Vorsitzende dann noch die Erklärung und Vorführung zweier neuer thermometrischer Instrumente für sehr hohe Temperaturen von Holborn u. Kurlbaum und von H. Wanner[1]), die auf der Beobachtung der Strahlung erhitzter Platinbleche beruhen. Im Verlauf der Besprechung der thermo-elektrischen Messmethoden machte der Redner besonders auf die Le Chatelierschen Thermoelemente aufmerksam und auf die Eigenschaften der Platin-Iridium- und Platin-Rhodium-Legierungen. Wenn auch der äusserst klare und in mustergültiger Weise systematisch angeordnete Vortrag im wesentlichen für eine mit den einschläglichen physikalischen Disziplinen weniger vertraute Zuhörerschaft bestimmt war und in diesem Falle zu einem sehr lichtvollen Einblick geführt haben wird, so wird doch auch der Physiker von Beruf nicht ohne mannigfache Belehrung den Erörterungen des Herrn Hagen gefolgt sein. — An diesen Vortrag schloss sich ein solcher von Herrn Prof. Böttcher (Ilmenau), welcher sich auf seine noch nicht ganz abgeschlossenen Untersuchungen, betreffend Auskühlung und Prüfung hochgradiger Thermometer, bezog und in dessen Verlauf der Vortragende besonders auf die von ihm getroffenen Erhitzungs- und Kühlungsapparate hinwies, welche er auch den Anwesenden demonstrierte. Herr Niehls (Berlin) machte in kurzen, aber zum Teil sehr bezeichnenden Worten auf gewisse Übelstände bei der Benutzung von Glasthermometern aufmerksam, wies auf die Überschätzung der Genauigkeit der erzielten Resultate hin und schloss mit entsprechenden Verbesserungsvorschlägen. — Ein Antrag auf Statutenänderung, betr. Änderung der Zusammensetzung des Vorstandes, dessen kurze Motivierung durch Herrn Prof. Westphal und die einstimmige Annahme seitens der Anwesenden, machte den Beschluss des ersten Sitzungstages.

In der zweiten Sitzung, welche am 15. August stattfand, bezogen sich die Vorträge fast ausschliesslich auf die wirtschaftlichen Bestrebungen der Gesellschaft für Mechanik und Optik, es dürfte daher angebracht sein, im Rahmen dieser Zeitschrift nur kurz auf die betreffenden Themata hinzuweisen. Herr Prof. Lindeck (Charlottenburg) berichtete über die Teilnahme der mechanischen Werkstätten an der Weltausstel-

1) Näher beschrieben in: Sitzungsber. d. Berl. Akademie 1901, S. 712. Vergl. auch dazu d. Zeitschr. **3**, S. 112—114, 1901 und S. 187, 1902, wo eingehendere Beschreibungen dieser Pyrometer gegeben sind.

lung zu St. Louis und konnte mitteilen, dass trotz der nicht gemeinsamen Beteiligung eine völlig zufriedenstellende Darstellung der deutschen Leistungen auf dem in Betracht kommenden Gebiete zustande kommen werde, und dass dank des grossen Entgegenkommens des preussischen Kultusministeriums auch die den einzelnen Ausstellern entstehenden Kosten keine zu hohen werden dürften. Herr Fischer (Jena) gab eine interessante Darstellung der zum Teil als ganz verfehlt zu bezeichnenden Tarifbestimmungen des neuen Zolltarifes, er war in der Lage, diese Fehler an einigen treffenden Beispielen zu erläutern. — Herr Brunnée (Göttingen) berichtete über die Bestrebungen der Gesellschaft zur Erreichung einer besseren Lehrlingsausbildung und über die zum Teil noch nicht ganz den Wünschen der Gesellschaft entsprechende Stellung der Handwerkskammern zu jenen. Der Vorsitzende konnte allerdings mitteilen, dass im grossen und ganzen schon an vielen Orten Übereinstimmung erzielt worden ist, und ebenso machte Herr Raemmler, Sekretär der Weimarschen Handwerkskammer, sehr interessante und entgegenkommende Bemerkungen zu diesem Punkte der Tagesordnung. Auch der nächste Verhandlungsgegenstand bezog sich auf die Lehrlingsfrage, auf die theoretische Ausbildung derselben, die jetzt im Anschluss an die gesetzlich vorgeschriebenen Prüfungen von vielen Seiten energisch in die Wege geleitet werden wird. — Den Schluss der Tagung bildeten noch die geschäftlichen Beratungen, Kassenbericht u. s. w. — Der Nachmittag des zweiten Tages war der Besichtigung verschiedener glastechnischer Werkstätten, sowie vor allem der Grossh. glastechnischen Präzisions-Anstalt gewidmet, in welch letzterer der Direktor, der auf diesem Gebiete hochverdiente Herr Prof. A. Böttcher, selbst den Führer machte. Dass auch dem Vergnügungsausschuss der Ilmenauer Mitglieder der Gesellschaft, vor allem Herrn Kommerzienrat Dr. Küchler, ein grosser Teil an dem prächtigen Verlaufe der Zusammenkunft gebührt, braucht hier nur dankbar erwähnt zu werden. A.

(Eingegangen 18. September 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Litteratur über drahtlose Telegraphie.

Eine volkstümliche Erfindung, wie die der drahtlosen Telegraphie, pflegt in unserer druckfreudigen Zeit eine Hochflut von Litteratur hervorzurufen, die, als Sensationslitteratur entstanden, keinen Anspruch auf bleibenden Wert erheben kann. So haben wir in den letzten Jahren zwar viele Monographien über drahtlose Telegraphie bekommen, aber fast allen hängt es an, wie sehr sie unter dem Drucke des Tages und unter der Hetzpeitsche eines Verlegers entstanden sind, von den unberufenen Verfassern gar nicht reden, die zur Verbreitung naturwissenschaftlicher Bildung heutzutage ja stets nur zu bereit sind. Zum Teil ist allerdings auch die spezifische Art der Entwickelung dieses Gebietes schuld an der Seichtigkeit und Unklarheit seiner Litteratur. Denn einmal ist ihr Weg, wie es mit solchen Erfindungen zu gehen pflegt, von der Schar der wegelagernden Berufserfinder mit einer Unzahl papierner Ideen beworfen worden, die alle mit dem gleichen Brustton der Überzeugung in der Patentlitteratur aufmarschieren. Alles mit eigenem Urteil nachzuprüfen, die Spreu vom Weizen zu sondern, mitten in der raschen Entwickelung, ist da auch dem besten Autor unmöglich, um so mehr, als das Versuchsmaterial aus wirtschaftlichen Gründen so geheimnisvoll als möglich gehalten wird. So darf man sich nicht wundern, wenn auch in die guten Werke über drahtlose Telegraphie vieles aufgenommen ist, was sicherlich niemals probiert worden ist, und was überhaupt niemals gehen wird. Andererseits leiden so gut wie alle vorliegenden Werke an der Tendenz, populär zu sein, so dass man sagen muss, ein Buch über die drahtlose Telegraphie, tief und streng, wie es die Wissenschaft geben kann und die ernste Technik braucht, muss erst noch geschrieben werden.

Am wertvollsten, namentlich vom historischen Standpunkte, sind fraglos die beiden Werke der beiden deutschen Hauptarbeiter an der drahtlosen Telegraphie:

A. Slaby, Die Funkentelegraphie, gemeinverständliche Vorträge, von dem schon die zweite Auflage mit 119 S. vorliegt, Berlin, L. Simion. 1901. M. 3.—, und

F. Braun, Drahtlose Telegraphie durch Wasser und Luft. gr. 8. 68 S. Leipzig, Veit & Co. 1901. M. 2.—.

Das Slabysche Buch stellt alle Vorträge zusammen, die sein Autor über den Gegenstand bei verschiedenen Gelegenheiten gehalten hat. Man weiss, wie vortrefflich der Verfasser in dieser Weise sein Thema zu behandeln versteht, und freut sich an der leicht fasslichen, eleganten und begeisterten Art, die Dinge darzubieten.

Dass alle Vorträge ohne Zusätze und Ergänzungen geboten werden, verwirrt allerdings oft, so dass man zuweilen schwer am Ende übersieht,

was denn das Richtige, dauernd Bewährte, Typische an den Dingen ist. Auch lässt die allzu elementare Art, die Dinge begreiflich zu machen, nicht selten unbefriedigt.

Auf einem klar definierten wissenschaftlichen Boden bewegt sich das Buch von Braun, an dessen Hand man sicher und schnell auf die Kernpunkte des Problems geführt wird, deren klare Definition dann die prinzipiellen Neuerungen und Fortschritte Brauns verständlich macht. In der Zeit seines Erscheinens wirkte das Braunsche Buch in dem chaotischen Gewirre alles dessen, was an Litteratur zu bewältigen war, für den, der sich auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie orientieren wollte, wie eine Offenbarung. Das Braunsche Buch ist durch die beigegebenen Anmerkungen zu einer Darstellung von streng wissenschaftlicher Art und Bedeutung gemacht, obwohl es ebenfalls aus gemeinverständlichen Vorträgen hervorgegangen ist.

Im Gefolge beider Bücher treten einige kleinere Schriften auf: die sehr schön ausgestatteten und wissenschaftlich verzierten Reklameschriften der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft, bezw. der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie, die sich neuerdings ja glücklicherweise zu gemeinsamer Arbeit zusammengethan haben. Beide Gesellschaften stellen Demonstrationsinstrumentarien her, die dem Referenten aus eigener Erfahrung als recht schön und gut ausgeführt und auch zur Demonstration der drahtlosen Telegraphie auf einige Hundert Meter wohlgeeignet bekannt sind. Auch das Prinzip der Abstimmbarkeit lässt sich damit, indes nur in ziemlich unvollkommener Weise, demonstrieren, wie das von so kleinen Anordnungen garnicht anders zu erwarten ist. Ferner

C. Arldt, Die Funkentelegraphie mit einer Einleitung von Prof. Dr. O. Flamm. gr. 8. IV u. 72 S. m. 75 Abb. Leipzig, Th. Thomas. 1903. M. 1.80.

Das Buch ist im Grunde nichts anderes als eine wissenschaftlich verbrämte einseitige Reklameschrift für das System der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft. In der wissenschaftlichen Darstellung finden sich mancherlei Ungenauigkeiten. Die historische Entwickelung und die technische Übersicht ist verschleiert und ganz einseitig zu Gunsten der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft gehalten.

Erfreulich wirkt dieser Schrift gegenüber die Objektivität eines aus dem Lager der Gegenpartei stammenden Vortrages von

A. Francke, Drahtlose Telegraphie (Glasers Annalen für Gewerbe und Bauwesen **52**, 614, 1903).

In klarer und sachlicher Form findet man hier eine Übersicht über den theoretischen und praktischen Inhalt des Gebietes gegeben. — Eine zusammenfassende Übersicht über die Wellentelegraphie hat A. Voller auf der Karlsbader Naturforscherversammlung gegeben:

A. Voller, Grundlagen und Methoden der elektrischen Wellentelegraphie. gr. 8. 52 S. m. 17 Fig. Hamburg, Leop. Voss. 1903. M. 1.80,

leider in etwas zu populär und breit gehaltener Darstellung.

Wahllos reich ist das mit grossem Fleisse bearbeitete Buch von

A. Prasch, Die Telegraphie ohne Draht. gr. 8. XXI u. 271 S. Wien, A. Hartleben. 1902. M. 5.—.

Der Verf. hat die vorhandene Litteratur reichlich, aber weder erschöpfend, noch mit einigermassen ausreichender Kritik benutzt, wie das leider von vielen technischen Schriftstellern heute gilt. So findet man hier alles, was je an Papiererfindungen auf dem Gebiete ausgeheckt und patentiert worden ist, mit gleicher Wichtigkeit wie das Bewährte, Ernste aufgezählt.

Ferner liegen einige französische Werke über den Gegenstand vor:

A. Turpain, Les applications pratiques des ondes électriques. (Die praktischen Anwendungen der elektr. Wellen.) 412 S. Paris 1902.

Mit wissenschaftlichem Ernst und mit Kritik geschrieben, dabei übersichtlich gegliedert und gut ausgestattet. Sein Inhalt beschränkt sich nicht bloss auf die drahtlose Telegraphie im engeren Sinne, sondern umfasst alle Anwendungen, welche man bei praktischen Problemen von elektrischen Schwingungen macht. Der Verfasser hat selbst wertvollen Anteil an der Bearbeitung des Gebietes.

J. Boulanger und G. Ferrie, La télégraphie sans fil et les ondes électriques. (Die drahtlose Telegraphie und die elektr. Wellen.) 148 S. Paris und Nancy 1902.

Das Buch tritt wissenschaftlich auf und bringt allerlei theoretische Entwickelungen, z. B. ein Kapitel über die gewöhnliche Wechselstromtheorie, von denen man nicht recht weiss, was sie in der behandelten Weise hier sollen. Der Teil, der das eigentliche Gebiet behandelt, ist unvollständig und haftet an Äusserlichkeiten, ohne dass es gelingt, typische und prinzipielle Gesichtspunkte hervorzuheben.

Zu den Werken, die sich zur Aufgabe gemacht haben, ein möglichst vollständiges Bild der Grundlagen und dessen zu geben, was bisher auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie geleistet ist, ist neuster Zeit eines getreten, welches weitaus das gediegenste und vollständigste ist, wofür schon die Namen der Verfasser genügende Garantie geben:

A. Righi und B. Dessau, Die Telegraphie ohne Draht. gr. 8. XI u. 481 S. m. 258 Abb. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1903. M. 12.—.

A. Righi ist einer der Klassiker auf dem Gebiete der elektrischen Wellen, und von ihm hat sein Schüler Marconi den wissenschaftlichen Impuls zu seiner energischen Inangriffnahme des praktischen Problems erhalten. Auch das vorliegende Buch ist populär gehalten, aber im besten Sinne wissenschaftlich populär. Dementsprechend orientiert der erste Teil über die grundlegenden elektrischen Erscheinungen. Der zweite Teil spezialisiert sich auf die Grundlagen des Gebietes, die elektromagnetischen Wellen, behandelt dort in sehr schöner und kritisch klarer Weise die elektrischen Schwingungen, die elektrischen Wellen und die Radiokonduktoren. Der dritte Teil bringt dann die praktischen Arbeiten über Telegraphie ohne Draht, wo überall erfolgreich getrachtet ist, das Prinzipielle zu sondern und hervorzuheben. Keine Zusammenstellung, sondern eine kritische Bearbeitung haben wir hier, dabei gründliche und vollständige historische Übersichtlichkeit und gerechte Würdigung der Anteile jedes Arbeiters. Der vierte Teil bringt die Versuche über drahtlose Telegraphie mit Hilfe der photoelektrischen Wirkungen des ultravioletten Lichtes (Zickler), dann die Photophonie (Bell) und deren vom Referenten begründete praktische Ausgestaltung, die Flammentelephonie.

Ausser diesen grösseren Werken sind einige hervorragende kürzere Abhandlungen hervorzuheben, deren Studium für das wissenschaftliche Verständnis vielleicht mehr bedeutet, als das Studium der meisten vorgenannten Werke: So gehört mit zu dem Besten, was bisher über drahtlose Telegraphie geschrieben worden ist, ein Aufsatz von

H. Poincaré, Notice sur la télégraphie sans fil. (Notiz über die drahtlose Telegraphie.) Annuaire pour l'an 1902 publié par le bureau des longitudes, p. 1—34. Paris 1902, der in sehr dankenswerter Weise von Herrn Jaeger ins Deutsche übersetzt worden ist (Deutsche Mechaniker-Zeitung **1902**, 63). Hier sind in sehr klarer Weise prinzipielle Fragen des Gebietes hervorgehoben und in souveräner Weise beantwortet. Der Aufsatz stellt gleichsam einen köstlichen Extrakt der wissenschaftlichen Ergebnisse aller auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie geleisteten Arbeit dar. Einzelheiten und Konstruktives findet man freilich hier garnicht, aber Anregungen und Ausblicke die Fülle.

Ein Seitenstuck zu dieser Darstellung ist die theoretische Arbeit von

M. Wien, Über die Verwendung der Resonanz bei der drahtlosen Telegraphie. (Ann. d. Physik **8**, 686, 1902).

Hier werden die Differentialgleichungen des Problems der abgestimmten drahtlosen Telegraphie aufgestellt und, soweit thunlich, gelöst, diskutiert und mit der Erfahrung verglichen. Auf diese Arbeit wird man sich in der Praxis immer wieder stützen müssen, wenn man sich von verfehlten, tastenden Versuchen freihalten will. Wertvolles experimentelles Material bringt die Arbeit des Herrn

A. Slaby, Die wissenschaftlichen Grundlagen der Funkentelegraphie. (E. T. Z., 1902.)

Die zahlreichen kleineren Beiträge zu einzelnen Fragen des Gebietes, die sich jetzt fortlaufend in der physikalischen Litteratur finden, gehören nicht in den Rahmen dieses Referates, sind auch den Lesern dieser Zeitschrift meist schon bekannt gegeben. H. Th. Simon.

(Eingegangen 7. September 1903

W. Hittorf, Über die Wanderungen der Ionen während der Elektrolyse. Erster Teil. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Heft 21, 2. erweiterte Auflage. 8. 115 S. m. 1 T. Leipzig, W. Engelmann. 1903. M. 1.60.

Auch in diesem Falle handelt es sich um die zweite Auflage eines Heftchens von Ostwalds Klassikern. Diesmal sind es die grundlegenden elektrolytischen Abhandlungen des Altmeisters Hittorf, welche eine Neuauflage notwendig machten, und es ist, als ob damit ein Teil der Schuld gesühnt werden sollte, dass diese Arbeiten jahrzehntelang fast in Vergessenheit begraben waren. Auf die Bedeutung dieser Abhandlungen hinzuweisen, ist an dieser Stelle natürlich überflüssig. Emil Bose.

(Eingegangen 19 September 1903.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Prof. Dr. H. Klinger, der bisherige Vorsteher des pharmazeutisch-chemischen Laboratoriums an der Universität Königsberg, ist an Stelle Prof. Dr. Lossens, der in den Ruhestand tritt, zum Vorsteher des allgemeinen chemischen Laboratoriums, der Privatdozent der Chemie, Professor Dr. Max Scholtz in Breslau, als a. o. Professor für pharmazeutische Chemie und Leiter der pharmazeutischen Abteilung im chemischen Institute an die Universität Greifswald berufen worden.

Die Moskauer wissenschaftliche Gesellschaft hat den Professor der Physik an der Wiener Universität Dr. Ludwig Boltzmann zum Ehrenmitglied ernannt.

An der Universität Giessen habilitierten sich die Privatdozenten Dr. K. Brand für Chemie und Dr. W. Schmidt für Physik.

Der Oberlehrer am Lyceum Professor Dr. Simon in Strassburg, wurde zum Honorarprofessor in der mathematischen und naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Strassburg ernannt.

Für die Redaktion verantwortlich E. Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 29. | 1. Dezember 1903. Redaktionsschluss für No. 30 am 9. Dezember 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Registrierung der Niederschlags-Elektrizität im Göttinger Geophysikalischen Institut.[1])

Von H. Gerdien.

Die K. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen beschloss im Jahre 1901 Beobachtungen der Niederschlags-Elektrizität ausführen zu lassen. Die Vorarbeiten wurden im Januar 1902 mit der Errichtung einer besonderen Beobachtungshütte auf dem Grundstück des damals im Bau befindlichen neuen geophysikalischen Institutes begonnen. Die luftelektrische Hütte liegt mitten in einer jungen Kiefernwaldung ausserhalb des Wind- und Regenschattens des Hauptgebäudes; ihr Platz scheint insofern sehr günstig, als einerseits bei den hierorts vorzüglich in Verbindung mit Niederschlägen auftretenden Winden aus dem Süd-West-Quadranten der Wind über mehrere 100 m Waldbestand hinwegstreichen muss, wodurch seine Geschwindigkeit in den unteren Luftschichten derart herabgemindert wird, dass selbst bei heftigen Böen der Einfallswinkel der Regentropfen, Graupeln und Hagelkörner nur ausnahmsweise 30° überschreitet. Andererseits ist der Ausblick bis zum Horizont nach Süden über Westen, Norden bis Nordnordosten ein ungehinderter — ein Umstand, der die Durchführung einer Experimentaluntersuchung der Niederschlags-Elektrizität in erster Linie ermöglicht, handelt es sich doch für den Beobachter darum, beim Herannahen einer Böe oder eines Gewitters rechtzeitig zur Stelle zu sein und sein Instrumentarium stets zur Beobachtung bereit zu halten.

Vorversuche. Die grundlegenden Untersuchungen von Elster und Geitel[1]) machten es möglich, die hiesigen Arbeiten sogleich mit einer erprobten Versuchsanordnung zu beginnen; so wurden denn auch die ersten Beobachtungen der Niederschlagselektrizität und des Potentialgefälles im wesentlichen nach der von Elster und Geitel ausgearbeiteten Methode durchgeführt. Bald stellte es sich aber heraus, dass es für einen einzelnen Beobachter schlechterdings unmöglich ist, gleichzeitig den schnell veränderlichen Verlauf der Niederschlagselektrizität und des Potentialgefälles zu verfolgen und dann noch seine Aufmerksamkeit in gebührendem Masse den meteorologischen Erscheinungen zuzuwenden; da ferner auch eine in kurzen Intervallen ausgeführte Beobachtung der Niederschlagsmenge im Zusammenhang mit den elektrischen Messungen nicht unwichtig erschien, begann ich im Juli 1902 mit der Konstruktion einer photographischen Registriervorrichtung für Niederschlagselektrizität, Potentialgefälle und Niederschlagsmenge. Aus den Vorarbeiten ist die folgende Versuchsanordnung hervorgegangen, die sich bisher bewährt hat.

Versuchsanordnung.

Niederschlagselektrizität. Das Dach der Hütte (Grundriss: 2,1 × 2,1 m, Höhe 2,0 m) wird überragt von vier 1,7 m langen Stangen, die einen oben offenen Drahtnetzkäfig tragen; dieser hat die Bestimmung, die in der Mitte des Daches angebrachte, mit Zinkblech einge-

1) Aus den Sitzungsberichten der mathematisch-physikalischen Klasse der Kgl. Bayer. Akademie der Wissenschaften Bd. 33, 1903, Heft 2.

1) Terr. Magn. 4, 15ff., 1899.

fasste kreisrunde Öffnung (Durchmesser 55 cm) der Auffangvorrichtung nach Möglichkeit dem elektrischen Erdfelde zu entziehen, damit nicht Tropfen, die von dem Rande der Öffnung abspritzen, merkliche Ladungen auf die im Innern der Hütte stehende Auffangschale bringen. Die Öffnung wird mit einem Deckel verschlossen, sobald die Beobachtungen beendigt sind — eine Vorsichtsmassregel, die sich besonders im Sommer als notwendig herausgestellt hat, da bei unverschlossener Öffnung sehr bald durch Spinnengewebe die Isolation der Auffangschale zerstört zu werden pflegt. Zwischen der Auffangschale und der Öffnung im Dache ist 35 cm unterhalb dieser eine aus konisch gedrücktem Kupferblech hergestellte Blende von 200 cm² Querschnitt eingesetzt; die Anordnung ist so getroffen, dass noch Niederschläge von 30° Einfallswinkel durch die Blende fallen können, ohne den Rand der oberen Öffnung und das Drahtnetz des Schutzkäfigs gestreift zu haben. Unterhalb der Blende befindet sich in einem an der Decke der Hütte lichtdicht befestigten Kasten die Auffangschale aus Zinkblech, die auf einem den Boden des Kastens in enger Bohrung frei durchsetzenden Metallfuss ruht; im Innern der Hütte endigt dieser in einem sorgfältig mit Natrium getrockneten und vor Staub geschützten Bernsteinisolator. Die Auffangschale ist mit einem hinreichend hohen Rande versehen, der es verhindert, dass die beim Aufprall zerspritzenden Tropfen die Schale verlassen. Von dem Metallfuss der Auffangschale führt in lockeren Windungen ein feiner Draht zu einem zweiten ebenfalls mit Natriumtrocknung versehenen Bernsteinisolator und von diesem zu der Nadel eines Quadrantenelektrometers nach Elster und Geitel, dessen Quadrantenpaare auf entgegengesetzt gleichen Potentialen gehalten werden; die Nadel ist durch einen fünf verschiedene grosse Widerstände enthaltenden Rheostaten zur Erde abgeleitet. Der Rheostat besteht aus Hartgummistäbchen, die mit Graphit eingerieben sind und von Bernsteinsäulen getragen werden; die Widerstände sind in einem mit Natriumtrocknung versehenen Zinkblechkasten untergebracht, in dessen Deckel eine Anzahl Öffnungen zur Vornahme beliebiger Schaltungen mittels geeigneter Kontaktstifte vorgesehen sind.

Es lassen sich so Widerstände von der gewünschten Grössenordnung (etwa 10^{12} Ohm) mit geringer Mühe herstellen, die sich, solange es nicht auf Präzisionsmessungen ankommt, sehr gut bewähren; die Graphitwiderstände werden mit der Zeit sehr langsam grösser und müssen daher hin und wieder neu geeicht werden, ihr Temperaturkoeffizient kann für die vorliegende Untersuchung ausser acht gelassen werden.

Niederschlagsmenge. Der Bernsteinisolator, der die Auffangschale trägt, ruht unten auf der Schale einer kleinen Dezimal-Wirtschaftswage auf, von deren längerem Arme aus ein Zugdraht über zwei Winkelhebel zu einem um eine vertikale Achse drehbaren Spiegel führt; der Zugdraht greift seitlich von der Drehungsachse des Spiegels an und wird durch eine kleine Wurmfeder gespannt gehalten. Die kleinere, sonst zur Aufnahme der Gewichte bestimmte Wagschale ist zu einer starken Flüssigkeitsdämpfung umgeändert — sie trägt unten eine fast den ganzen Querschnitt eines mit Paraffinöl gefüllten Becherglases einnehmende Metallscheibe — wodurch eine aperiodische Dämpfung der Federwage bewirkt wird. Die maximale Senkung der Auffangschale infolge Belastung mit Niederschlägen beträgt etwa 0,5 mm, was durch Vermittlung des Zugdrahtes einer Drehung des Spiegels um 3,5° entspricht.

Potentialgefälle. Durch die östliche Wand der Hütte ist innerhalb eines langen Zinkblechrohres horizontal ein Bambusstab ins Freie geführt, der an seinem äusseren Ende eine in ein dünnwandiges Glasröhrchen eingeschmolzene Quantität Radiumbromid (1 mgr) trägt und sich im Innern der Hütte auf drei mit Natriumtrocknung versehene Bernsteinisolatoren stützt. Von der Radiumelektrode führt an dem Bambusstab entlang ein Draht ins Innere der Hütte zu der Nadel eines sehr unempfindlichen Quadrantenelektrometers, das besonders für diesen Zweck erbaut wurde. Die Nadel ist durch ein entsprechendes Gewicht so beschwert, dass sie selbst bei Potentialen von 5000 Volt nicht merklich aus ihrer zentrischen Lage zu den Quadrantenpaaren herausweicht, und ist ausserdem mit einem Magnetstäbchen versehen, das sich in dem Felde eines aussen am Elektrometergehäuse verschiebbaren starken Hufeisenmagneten befindet. Die Schwingungen der Nadel sind durch Paraffinöldämpfung nahezu aperiodisch gemacht.

Ein kleiner Spiegel, der unterhalb des Spiegels der registrierenden Wage auf einem festen Stativ angeordnet ist, zieht auf dem photographischen Papier eine Basislinie.

Photographische Registrierung. Gegenüber den letztgenannten Spiegeln und den beiden Elektrometern ist der photographische Registrierapparat[1]) nebst der Beleuchtungsvorrichtung aufgestellt. Drei kleine elektrische Glühlampen von je 12 Volt Betriebsspannung sind in lichtdichten Laternen eingeschlossen und werfen ihr Licht durch je eine Beleuchtungslinse auf drei vertikale Spalte und durch diese hindurch auf die Spiegel der re-

1) Derselbe wurde nach den Angaben des Verfassers von der Firma Voigt & Hochgesang (Inhaber Herr Richard Brunnee) in Göttingen erbaut.

gistrierenden Instrumente; vor jedem dieser Spiegel ist im Abstande ihrer Brennweite von dem betreffenden Spalt eine Linse befestigt, die unter Zwischenschaltung geeigneter Blenden ein Bild des Spaltes im Innern des Registrierapparates entwirft. Dieser besteht im wesentlichen aus drei in einem lichtdichten Holzkasten untergebrachten Walzen mit horizontalen Achsen; das photographische Papier[1]) von 13 cm Breite und 800 cm Länge bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 0,1 mm/sec. unter einer 12 cm langen Cylinderlinse[2]) von 3 cm Brennweite hinweg, welche die Spaltbilder zu intensiv beleuchteten Lichtpünktchen auf dem Papier verdichtet. Die Papiergeschwindigkeit kann durch Wahl einer passend grossen Luftflügelbremse, die das gleichmässige Ablaufen des Papiers gewährleistet, beliebig verändert werden.

Zu jeder vollen Minute wird einer der drei Spalte durch eine kleine Weckeruhr abgeblendet (auf etwa 2 Sek.), die an ihrem verlängerten Sekundenzeiger einen kleinen, gut ausbalanzierten Papierflügel an dem Spalte vorüberführt.

Batterie. Zum Laden der Elektrometerquadranten und zu Eichungszwecken dient eine Batterie von 100 Bornhäuserschen Flaschen-Akkumulatoren, die zu je 20 in paraffinierten Holzkästen wohl isoliert untergebracht und zur Erleichterung des Arbeitens von 5 zu 5 Elementen mit Kontaktstiften verbunden sind, so dass sich mittels geeigneter Steckkontakte schnell alle erforderlichen Schaltungen vornehmen lassen.

Beobachtungsmethode und Eichung.

Zur Beobachtung der Niederschlagselektrizität fingen Elster und Geitel die Niederschläge auf einer isolierten Schale auf, verschlossen dann durch einen Deckel die Öffnung des Auffangapparates und beobachteten am Elektrometer das Potential, bis zu welchem sich das aus Elektrometer und Schale bestehende System aufgeladen hatte. Das Produkt aus Kapazität des Systems und Potential ergab nach Berücksichtigung des Isolationsverlustes unmittelbar die während der Dauer der Beobachtung dem System von aussen zugeführte Elektrizitätsmenge. Diese Methode ist zweifellos die sicherste und, solange nicht die Niederschlagselektrizität durch erhebliche Vergrösserung der Apparatdimensionen oder Erhöhung der bisher erreichten Galvanometerempfindlichkeit galvanometrisch gemessen werden kann, die bei weitem einfachste. Die automatische Durchführung dieser Methode würde sich jedoch recht schwierig gestalten und die Wahrscheinlichkeit des Versagens der ganzen Anordnung nur noch erhöht werden; auch ist die Methode der diskontinuierlichen Entladung des Systems für die photographische Registrierung ziemlich ungeeignet, da durch das Abbrechen der Kurven bei der schnell veränderlichen Natur der zu registrierenden Erscheinungen die Übersicht sehr erschwert wird. Es erwies sich als vorteilhaft, die Auffangschale dauernd durch einen grossen Widerstand abzuleiten und mittels des Elektrometers das Potential zu registrieren, bis zu welchem die Schale durch die Niederschläge aufgeladen wird. Dass die Auffangschale durch ihre Aufstellung im Innern der Hütte unterhalb der Blende und der durch den Drahtkäfig geschützten oberen Öffnung dem elektrischen Felde der Atmosphäre hinreichend entzogen ist, wurde durch besondere Versuche geprüft, ergiebt sich aber ausserdem noch aus einigen Diagrammen von Nahgewittern, bei welchen das Potentialgefälle-Elektrometer gewaltige Feldänderungen registrierte, während die Kurve des Niederschlags-Elektrometers, solange keine Niederschläge fallen, auch keine merkliche Ausbiegung aufweist. Die Empfindlichkeit des Auffangapparates konnte innerhalb weiter Grenzen variiert werden durch Wahl eines der fünf vorhandenen grossen Widerstände und der Quadrantenspannung des Elektrometers. Aus der registrierten Kurve lässt sich leicht die zu jeder Zeit der Auffangschale zufliessende Stromstärke ermitteln, denn es gilt

$$d\varepsilon = C \cdot dV + \Omega \cdot V \cdot dt,$$

worin $d\varepsilon$ die in der Zeit dt zuströmende Elektrizitätsmenge, C die Kapazität, V das Potential des Systems und Ω den ableitenden Widerstand bezeichnet. Die Kapazität des Systems ist durch Vergleichung mit einer Normalkapazität zu 84,2 cm ermittelt worden; die Eichung der Widerstände geschieht in einfachster Weise dadurch, dass man das System auf ein bekanntes Potential ladet und (zweckmässig bei vergrösserter Registriergeschwindigkeit) die Entladungskurve des betreffenden Widerstandes registriert, deren Ausmessung in bekannter Weise den Widerstand ergiebt. Zum Beispiel ist der am meisten benutzte Widerstand zu $8{,}5 \cdot 10^{11}$ Ohm gemessen worden.

Ähnlich wurde von Zeit zu Zeit die Empfindlichkeit des zur Registrierung des Potentialgefälles dienenden Elektrometers durch Anlegen bekannter Potentiale an die Nadel, ferner die Isolation nach Entfernung der Radiumelektrode aus der Entladungskurve und endlich die Ladezeit der Elektrode bestimmt. Letztere ist imstande, das aus Bambusstab, Leitung und Elektrometer gebildete System innerhalb von etwa 10 Sekunden bis auf 50 Proz. des Endwertes

1) Höchst empfindliches Bromsilberpapier von Dr. Stolze & Co., Westend.

2) Bezogen von Reinfelder & Hertel, München.

aufzuladen; eine Abnahme in der Wirksamkeit der Elektrode konnte bisher nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Die Reduktion des an der Elektrode gemessenen Potentials auf das über der Ebene herrschende Potentialgefälle ergab, dass 1 Volt an der Elektrode 4,1 Volt pro Meter entspricht. Für die zu erwartenden Sommergewitter soll dieses Verhältnis durch Verkürzung des Bambusstabes noch ein wenig verändert werden, so dass dann etwa 20 Volt/-Meter einem Potential von 1 Volt an der Elektrode entsprechen werden. Während der Reduktionsmessungen wird das empfindlichere, sonst zur Messung der Niederschlagselektrizität benutzte Elektrometer mit der Elektrode verbunden.

Die registrierende Wage ist so reguliert, dass 20 gr Belastung (also bei 200 cm^2 Blendenquerschnitt 1 mm Niederschlag) einen Ausschlag von etwa 60 mm auf dem photographischen Papier erzeugen. Es würde in manchen Fällen eine höhere Empfindlichkeit erwünscht sein, doch werden bei gesteigerter Empfindlichkeit die Störungen durch Windstösse, bei denen jetzt schon der Lichtpunkt oft um mehrere Millimeter hin und her bewegt wird, allzu gross. Ist während der Niederschläge der Lichtpunkt am Ende der Cylinderlinse angelangt, so wird er durch Abheben eines Gewichts, von denen stets mehrere auf der Wagschale in Bereitschaft liegen, wieder über die Cylinderlinse hinweggeführt. Die Reibung der Schneiden entspricht einem Ausschlag von etwa 1,5 mm auf dem Papier; die Eichung der Wage geschieht durch Auflegen von bekannten Gewichten. Die gesamte Niederschlagsmenge wird zur Kontrolle regelmässig auch an dem auf der meteorologischen Wiese des Instituts aufgestellten Regenmesser bestimmt.

Neben der photographischen Registrierung des Potentialgefälles während des Falles von Niederschlägen ist eine mechanische Registrierung mittels eines Benndorfschen Elektrometers dauernd in Thätigkeit, aus dessen von 10 zu 10 Minuten erfolgenden Aufzeichnungen der Verlauf des Potentialgefälles in der von Niederschlägen freien Zeit sehr übersichtlich entnommen werden kann.

Messungen der Wolkenhöhe mittels photographischer Stereoskopaufnahmen und einige weitere luftelektrische Messungen sind in Vorbereitung.

Resultate. Bei der Beurteilung der Resultate, die mit der beschriebenen Versuchsanordnung zu erhalten sind, wird man beachten müssen, dass die atmosphärischen Niederschläge nach ihrem Ursprung und Verlauf zu den zeitlich und räumlich veränderlichsten Naturerscheinungen gehören, die wir kennen. Die Erforschung der elektrischen Erscheinungen, die mit dem Auftreten von Niederschlägen in der Atmosphäre verbunden sind, muss daher so lange eine unvollkommene und unbefriedigende bleiben, als der Beobachter gezwungen ist, an einer gegebenen Stelle der Erdoberfläche die zu untersuchenden Phänomene über sich hinwegziehen zu lassen, anstatt sie an Ort und Stelle aufzusuchen. Vorerst lässt sich nur erwarten, dass man aus vielen mit der beschriebenen Versuchsanordnung angestellten Beobachtungen vielleicht einige Erfahrungen allgemeinerer Art wird ableiten können, die geeignet sind, als Ausgangspunkte für eine vollkommenere Untersuchungsmethode zu dienen.

Es lässt sich in der That schon jetzt eine Reihe von Merkmalen angeben, die den verschiedenen Arten von Niederschlägen eigentümlich zu sein scheinen.

In vollem Umfange bestätigten sich die von Elster und Geitel in ihrer Arbeit „Beobachtungen über die Eigenelektrizität der atmosphärischen Niederschläge" veröffentlichten Resultate. Man kann im allgemeinen bezüglich ihrer elektrischen Eigenschaften drei Gruppen von Niederschlägen unterscheiden — von Dunst, Nebel, Tau, Rauhreif u. dergl. wird hier abgesehen, — für welche die Schlagworte „Landregen", „Böenregen" und „Gewitterregen" gebraucht werden mögen. Dabei sollen unter „Landregen" auch schwache, lange andauernde Schneefälle, unter „Böenregen" auch Graupel- und Hagelböen und unter „Gewitterregen" alle mit sinnlich wahrnehmbaren Entladungen verbundenen Niederschläge verstanden sein. Durch diese Einteilung wird schon eines der auch von Elster und Geitel gefundenen Resultate vorweggenommen, nämlich die Thatsache, dass sich ein wesentlicher Unterschied in dem elektrischen Verhalten von Niederschlägen, die in Form von Regen, Schnee, Hagel oder Graupeln fallen, innerhalb jeder der drei genannten Gruppen nicht angeben lässt.

Der Landregen ist meist von negativem Potentialgefälle begleitet, das während des Falles von Niederschlägen bis auf etwa 1000—2000 Volt/-Meter anwachsen kann; charakteristisch ist das seltene Vorkommen starker positiver Felder. Das Vorzeichen der Niederschlagselektrizität wechselt, doch überwiegt im allgemeinen die negative Ladung; die bei Landregen der Erdoberfläche zufliessenden Stromstärken gehen bis etwa 10^{-14} Amp./cm^2 herauf, sind jedoch meistens bedeutend geringer, zeitweise scheint merklich unelektrischer Regen vorkommen zu können.

Der Böenregen ist charakterisiert durch periodisch wechselnde Feldrichtungen; die Feldstärke zeigt oft Schwankungen kürzerer Periode, die sich den Änderungen von längerer Dauer und grösserem Betrage superponieren. Nicht selten werden bei Böen, namentlich kurz vor

dem Falle grosser Tropfen oder Graupel- und Hagelkörner Feldstärken von 4000—6000 Volt/Meter erreicht, die oft innerhalb einiger Sekunden das Vorzeichen wechseln. Bei der überwiegenden Anzahl aller bisher registrierten Böen wurde beim Heranziehen der Front starkes positives Potentialgefälle beobachtet; die Beantwortung der Frage, ob hierin eine gesetzmässige Beziehung liegt, bezw. wodurch diejenigen seltener auftretenden Böen mit anfänglich negativem Potentialgefälle von denjenigen mit positivem ihrer meteorologischen Natur nach unterschieden sind, muss vorerst bis nach Ansammlung eines reichhaltigeren Beobachtungsmaterials verschoben werden. Die Niederschlagselektrizität wechselt in ähnlich periodischer Weise ihr Vorzeichen wie das Potentialgefälle, die Stromdichte ist bei Böen etwa von der Grössenordnung 10^{-13} Amp./cm^2. Häufig wurden Böen mit anfänglich positiver Niederschlagsladung beobachtet, doch überwiegt ihre Zahl diejenige der anfänglich negative Ladungen zur Erde fördernden nicht so sehr, wie die Anzahl der Böen mit anfänglich positivem Potentialgefälle diejenige der Böen mit negativem Potentialgefälle überwiegt. Es kommen Böen vor, während deren Verlauf das Vorzeichen des Feldes fast regelmässig das entgegengesetzte ist, als das der Niederschlagsladungen, in den weitaus meisten Fällen ist aber ein Wechsel in dem Vorzeichen des Feldes nicht mit einem Vorzeichenwechsel bei der Niederschlagselektrität verbunden. Häufig ist beim Abziehen einer Böe das Vorzeichen des Feldes dem der zuletzt gefallenen Niederschlagselektrizität entgegengesetzt, doch sind auch schon eine Reihe von Böen beobachtet, bei denen Niederschlagselektrizität und Potentialgefälle zum Schlusse gleiches Vorzeichen hatten. Auch bei den Böenregen überwiegt im allgemeinen die zur Erde geförderte negative Ladung die positive.

Die Gewitterregen sind vor allem quantitativ von den Böenregen dadurch unterschieden, dass bei ihnen Felder von 10000 Volt/Meter nicht zu den Seltenheiten gehören und die durch die Niederschläge der Erde zugeführten Ströme oft 10^{-12} Amp./cm^2 übersteigen. Das Ansteigen des Feldes zu einem Maximalwert geschieht hier innerhalb weniger Sekunden, erfolgt dann eine Entladung, so ist oft in kurzer Zeit schon wieder der gleiche Wert des Feldes erreicht oder überschritten oder es erfolgt schnell ein Vorzeichenwechsel und rapides Anwachsen des Feldes im entgegengesetzten Sinne. Solange noch Entladungen stattfinden, kann man häufig beobachten, dass die Niederschlagselektrizität nicht wesentlich die bei Böenregen vorkommenden Werte überschreitet, erst wenn das Gewitter schon abzuziehen beginnt, nimmt dann meist sehr schnell die Niederschlagselektrizität grosse Werte an. In dem vorhergehenden Stadium scheinen kurz aufeinander Niederschläge von verschiedenen Vorzeichen zu folgen, die vielleicht sehr grosse Eigenladungen mitführen; leider aber folgen diese Vorzeichenwechsel so schnell aufeinander, dass es grosse Schwierigkeiten bieten dürfte, sie getreu ihrem wahren Verlaufe zu registrieren. Etwas Ähnliches gilt auch von der Registrierung des Potentialgefälles bei Gewittern, besonders bei heftigen Nahgewittern, wo oft die einzelnen Entladungen so schnell aufeinander folgen, dass die Elektrode nicht imstande ist, das angehängte System von thunlichst kleiner Kapazität auch nur angenähert auf das im Momente der Entladung erreichte Potential aufzuladen. Vielfach wurde bei Gewittern das merkwürdige Phänomen beobachtet, dass Niederschläge, deren Ladung das entgegengesetzte Vorzeichen hatte als das momentan bestehende Feld, beim Anwachsen des Feldes schwächer und schwächer niedergingen, um dann im Momente der Entladung oder gar des Umschlagens der Feldrichtung in die entgegengesetzte mit grosser Intensität herabzustürzen und dass andererseits Niederschläge von einer Ladung gleichen Vorzeichens beim Anwachsen des Feldes äusserst heftig niedergehen, während sie sofort nach der Entladung oder Feldumkehr fast aussetzen. In der That zeigt eine oberflächliche Schätzung der Tropfen- bezw. Körnergewichte, dass das bestehende Feld bei der vorhandenen Eigenladung der Niederschläge sehr wohl imstande gewesen sein muss, diese merklich in ihrem Fall zu verzögern bezw. zu beschleunigen. Bei einzelnen Gewittern überwog die insgesamt der Erde zugeführte negative Ladung nur wenig die positive, bei den übrigen bisher beobachteten Gewittern war deutlich ein Überschuss an negativer Ladung zu konstatieren.

Die Registrierung der Niederschlagsmenge im Zusammenhange mit den elektrischen Erscheinungen bei Niederschlägen hat es möglich gemacht, unter Schätzung der Wolkenhöhe eine angenäherte Berechnung der bei den betreffenden Niederschlägen in andere Energieformen umgesetzten potentiellen Gravitationsenergie vorzunehmen. Bei allen bisher nach dieser Richtung hin untersuchten Niederschlägen hat sich herausgestellt, dass selbst bei sehr ungünstigen Annahmen über die Fallhöhe und die Konfiguration des Feldes die Gravitationsenergie die bei weitem ausreichende Energiequelle für die Erzeugung der zeitweise vorhandenen elektrischen Energie ist. Bei Landregen scheint im allgemeinen der kleinste Bruchteil der Gravitationsenergie in elektrische umgesetzt zu werden, bei Böenregen ein grösserer und bei Gewitterregen der grösste Bruchteil. Vorbehaltlich einer späteren Bestätigung durch Verarbei-

tung weiteren Beobachtungsmaterials mag endlich konstatiert werden, dass die von C. T. R. Wilson gefundene Thatsache, dass die negativen Ionen vorzugsweise, d. h. schon bei geringerer Übersättigung dem Wasserdampf als Kondensationskerne dienen können, qualitativ wie quantitativ — soweit hier Schätzungen der räumlichen Ausdehnung der in Betracht kommenden Wolkengebilde einen Schluss zulassen — zur Erklärung der bei Niederschlägen auftretenden elektrischen Erscheinungen auszureichen scheint.

Göttingen, Geophysikalisches Institut.

(Eingegangen 31. Oktober 1903.)

Über die Entladung in Gasgemischen.

Von Karl Przibram.

I.

Zu den im folgenden besprochenen Versuchen wurde ich durch die Untersuchung der Spitzenentladung in verschiedenen Gasen geführt. Der Apparat bestand aus einem dünnen Platindraht, dessen Abstand von einer kreisförmigen Aluminiumscheibe beliebig geändert werden konnte. Das Ganze war in ein Glasgefäss eingeschlossen, das mit dem zu untersuchenden Gase gefüllt wurde. Als Elektrizitätsquelle diente eine Wimshurstmaschine und die Potentialdifferenz wurde mit einem Braunschen Elektrometer gemessen. Es ergab sich in Übereinstimmung mit den Resultaten von Warburg[1]), Precht[2]) u. a., dass die Potentialdifferenz der Spitzenentladung grösser ist, wenn die Spitze positiv ist, als wenn sie negativ ist. Dies gilt für Luft, CO_2 und H_2. In CO_2 ist für positive Spitzen die Potentialdifferenz bedeutend grösser, als cet. par. in Luft, z. B. 5200 Volt in CO_2 und 4400 Volt in Luft für eine Elektrodendistanz von 5 mm. Für die negative Spitzenentladung ergab sich eine etwas kleinere[3]) Potentialdifferenz als in Luft: 3500 in CO_2, 3700 in Luft.

War der Apparat mit CO_2 gefüllt und das Gas dann wieder durch Luft verdrängt worden, dann gab bei positiver Spitzenentladung das Elektrometer ganz andere Ausschläge als früher, und zwar waren die dann erhaltenen Werte stets kleiner. Diese Abweichungen rührten, wie sich herausstellte, von zurückgebliebenen Spuren von CO_2 her. Da man erwarten sollte, dass Beimengungen von CO_2 die Potentialdifferenz eher vergrössern würden, weil doch die Potentialdifferenz in reinem CO_2 grösser ist als die in reiner Luft, so wurde die Spitzenentladung in einem Gemisch von Luft und CO_2 in wechselnden Mischungsverhältnissen näher untersucht.

Das hierzu benützte Entladungsgefäss enthielt einen bis auf wenige mm in ein Glasrohr eingeschmolzenen Platindraht von 0,09 mm Durchmesser, der in einen Platincylinder von 54 mm Höhe und 15 mm Durchmesser hineinragte. Der Cylinder war mit einem schmalen Ausschnitt versehen, um die Lichterscheinung an der Spitze beobachten zu können.

Enthielt das Gefäss Luft (über $CaCl_2$ getrocknet und durch Baumwollpfropfen von Staub befreit) und war die Spitze positiv, so zeigte sich an ihr nur ein schwacher Lichtpunkt. Wurde aber jetzt eine kleine Menge CO_2 eingelassen, so dehnte sich der Lichtpunkt in ein dünnes, ruhiges Büschel aus, welches ohne Verzweigungen in einer kontinuierlichen Kurve zur Wand des umgebenden Cylinders reichte. Zugleich zeigte das Elektrometer eine beträchtliche Abnahme der Potentialdifferenz an. Zunächst wurde die Abhängigkeit dieser Erscheinung von der Menge des eingelassenen CO_2 untersucht. Eine gemessene Menge Luft wurde aus dem Gefässe herausgepumpt und dann CO_2 eingelassen, bis der ursprüngliche Druck wieder hergestellt war. So wurde eine Beobachtungsreihe von reiner Luft bis reinem CO_2 erhalten und auch eine in umgekehrter Richtung mit CO_2 beginnend.

Die beiläufige Übereinstimmung der Potentialdifferenzen in Gemischen gleicher Zusammensetzung, die auf diesen zwei verschiedenen Wegen erhalten wurden, zeigte, dass die Gase wirklich homogen gemischt waren. Dazu musste allerdings immer eine Weile gewartet werden.

Entfernung des CO_2 aus der atmosphärischen Luft durch Kalilauge hatte keinen merklichen Effekt; diese geringe Menge ist also noch nicht wirksam. Doch schon eine Menge, die etwa einem Druck von 1 mm entspricht, genügte, um das lange Büschel hervorzurufen, wobei die Potentialdifferenz von 4500 Volt auf 4200 Volt sank. Wird mehr CO_2 eingelassen, so zieht sich das Büschel wieder zusammen bis in reinem CO_2 wieder nur ein kleiner Stern an der Spitze sichtbar ist. Die Potentialdifferenz steigt rasch, bis sie für etwa 20 mm CO_2 denselben Wert wie für reine Luft hat, dann steigt sie angenähert proportional mit dem CO_2-Gehalt, bis sie für reines CO_2 den Wert 5500 Volt erreicht. Es scheint also, dass ein Gas, in welchem die positive Spitzenentladung eine höhere Potentialdifferenz erfordert als in Luft, die Potentialdifferenz in Luft herabsetzen kann, wenn es in kleinen Mengen eingeführt wird, dass als

1) Ann. d. Phys. **2**, 295, 1900.
2) Wied. Ann. **49**, 150, 1893.
3) Precht (loc. cit.) fand für die negative Spitzenentladung in CO_2 eine etwas grössere Potentialdifferenz als in Luft.

die elektrische Festigkeit — wenn dieser Ausdruck auf die Spitzenentladung ebenso Anwendung finden kann, wie auf die Funkenentladung — im Gemisch kleiner ist als in den beiden Komponenten.

Herabsetzung des Luftdruckes schwächt die Wirkung ab. Das lange Büschel verschwindet und die Kurve, welche die Abhängigkeit von Potentialdifferenz und Zusammensetzung giebt, nähert sich einer Geraden und bald ist kein Minimum mehr zu sehen.

Auch wenn die Spitze negativ ist, zeigt das Gemisch von Luft und CO_2 ein merkwürdiges Verhalten.

In diesem Fall bewirkt eine Beimengung von etwas CO_2 ein Ansteigen der Potentialdifferenz von 3700 Volt auf 4400 Volt. Für das Intervall von 100 bis 600 mm CO_2 scheint die Potentialdifferenz nahezu unabhängig von der Zusammensetzung des Gemisches und fällt dann auf 3600 Volt in reinem CO_2.[1]) Eine Änderung in der Lichterscheinung ist in diesem Fall nicht zu beobachten; sie bleibt auf einen etwas helleren Stern an der Spitze beschränkt.

Nach Feststellung dieser Thatsachen für CO_2 wurde eine Reihe anderer Gase untersucht und in den meisten Fällen dasselbe Resultat gefunden. Das Sinken der Potentialdifferenz der positiven Spitzenentladung und das Auftreten des langen Büschels wurde beobachtet in Mischungen von CO_2, Cl_2, CO, NH_3, H_2S mit Luft und von CO_2 mit H_2.

Alle diese Gase gaben ungefähr denselben Potentialabfall von 200 bis 300 Volt. Der Effekt konnte nicht erhalten werden in Mischungen von N_2 mit H_2 und von Cl_2 mit CO_2.

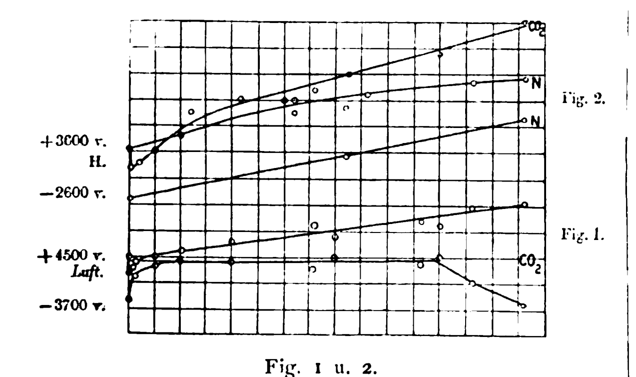


Fig. 1 u. 2.

Die Figuren 1 und 2 zeigen die Kurven, welche die Abhängigkeit der Potentialdifferenz vom Partialdruck der Beimischung in cm Hg geben: Fig. 1 für ein Gemisch von Luft und CO_2, Fig. 2 für ein Gemisch von Wasserstoff und Stickstoff, und Wasserstoff und CO_2.

In allen diesen Fällen war das Büschel zu lichtschwach, um spektroskopisch untersucht zu werden. Doch zeigte es für Beimengungen von CO_2 eine deutlich grüne Färbung, während es sonst mehr violett war.

Auch eine Anzahl organischer Dämpfe wurde untersucht. Luft, die mit dem betreffenden Dampfe gesättigt war, wurde in wechselnden Mengen in das Entladungsgefäss geblasen. Die Bildung eines langen positiven Büschels wurde beobachtet beim Einlassen der Dämpfe von CS_2, Äthyläther, Äthylalkohol, Benzol, Aceton; keine, oder nur eine sehr geringe Wirkung hatten Chloroform und Methyljodid. Berücksichtigt man die Dampfspannung der Flüssigkeiten, so sind am wirksamsten Alkohol, Benzol und Aceton; CS_2 und Äther müssen schon in grösseren Mengen eingeführt werden.

Die Wirkungen zweier verschiedener Beimengungen zu einem dritten Gase sind nicht unabhängig voneinander. Erzeugt man z. B. ein langes Büschel in Luft durch Einführung von etwas CO_2, so wird dieses Büschel wieder zum Verschwinden gebracht, wenn man so viel Cl_2 einführt, als bei Abwesenheit von CO_2 ein Büschel erzeugen würde. Hinzufügen von etwas Cl_2 hat also dieselbe Wirkung wie weiteres Einlassen von CO_2. So ist es auch nicht möglich, durch Einführung eines dritten Gases die Potentialdifferenz noch mehr herabzusetzen.

Wurde als Kathode eine kleine Platinscheibe gewählt, während die Spitze dadurch verschiebbar gemacht wurde, dass die sie tragende Glasröhre durch ein über das enge Ende des Entladungsgefässes gestülptes Stück Kautschukschlauch geführt wurde, so konnte ein gut ausgebildetes Büschel schon erhalten werden, wenn der zum Kippschen CO_2-Apparat führende Hahn einmal rasch umgedreht wurde. Die Elektroden konnten bis auf 20 mm Entfernung auseinandergezogen werden, ohne dass das Büschel verschwand, während in reiner Luft zur Erzielung eines Büschels die Elektroden bis auf 2 mm genähert werden mussten, und dann ging die Entladung schon leicht in einen Funkenstrom über. So genügt also eine ganz kleine Menge CO_2, um ein zehnmal längeres Büschel zu erzeugen als in reiner Luft. Durchziehen frischer Luft bringt das Büschel sofort wieder zum Verschwinden.

Ist das Büschel gut entwickelt, so sieht man, dass es von einem hellen Lichtpunkt an der Spitze ausgeht und, sich etwas verbreiternd und und an Lichtintensität verlierend, in gerader Linie zur Kathode übergeht, wo die Lichtentwickelung wieder etwas stärker ist. In der Art und Weise, wie dieses Büschel in gerader

1) Warburg fand eine bedeutende Erhöhung der Potentialdifferenz der negativen Spitzenentladung im Stickstoff durch Spuren von Sauerstoff. Doch ist die Potentialdifferenz für reinen Sauerstoff höher als für Stickstoff, während sie in CO_2 eher kleiner ist als in Luft und doch bewirken kleine Beimengungen von CO_2 ein Anwachsen der Potentialdifferenz der negativen Spitzenentladung in Luft.

Linie zum gegenüberliegenden Punkt der Kathode übergeht, unterscheidet es sich von dem Büschel in reiner Luft, welches durch geringe Luftverdünnung und Zwischenschaltung einer kleinen Funkenstrecke auch in ziemlicher Länge erhalten werden kann. In diesem Falle geht das (viel unruhigere) Büschel in einer Kurve zu irgend einem vorspringenden Punkt des scharfen Kathodenrandes über. Wird eine Spur CO_2 eingeleitet, so springt es sofort zur Mitte der Scheibe über.

Es wäre voreilig, schon jetzt eine Erklärung des Verhaltens dieser Gemische zu wagen. Ich möchte nur darauf hinweisen, dass — da die Potentialdifferenz der Entladung von der Ionisierung und der mittleren freien Weglänge in dem betreffenden Gase abhängt — ein leicht ionisierbares Gas, welches wegen seiner kleineren mittleren Weglänge eine höhere Potentialdifferenz erfordert, die Potentialdifferenz in einem Gase von grösserer Weglänge durch seine leichtere Ionisierbarkeit herabsetzen könnte, wenn es in so kleinen Mengen zugeführt wird, dass die mittlere freie Weglänge nicht merklich geändert wird. Dies könnte die Wirkungen von Beimengungen von CO_2 und anderer Gase auf die positive Büschelentladung in Luft erklären, nicht erklären würde es das abweichende Verhalten der negativen Spitzenentladung.

Es mag noch bemerkt werden, dass unter dem Einflusse des inhomogenen Feldes ein Gas von grösserer Dielektrizitätskonstante, wie z. B. CO_2, gegen die Spitze hinstreben und die Luft von dort verdrängen wird, so dass die Entladung eigentlich in einem Gemisch von grösserem CO_2-Gehalt übergehen dürfte, als gemessen wurde.

II.

Nachdem der Verlauf der in I beschriebenen Erscheinungen in groben Zügen festgestellt war, wurde versucht, die Kurven, die den Zusammenhang von Potentialdifferenz und Mischungsverhältnis geben, namentlich für kleine Beimengungen genauer zu verfolgen. Es zeigte sich jedoch bald, dass die Kurven zwar stets im grossen und ganzen einen ähnlichen Verlauf nehmen, dass aber Lage und Wert des positiven Minimums, sowie des negativen Maximums für verschiedene Spitzen sehr verschieden ausfallen.

Es ergab sich z. B., dass das positive Minimum im allgemeinen erst bei grösseren Beimengungen eintritt als in der früher (Fig. 1) angegebenen Kurve. So zeigt Fig. 3 für eine etwas stumpfere Spitze in 2 mm Entfernung von einer Scheibe den extremsten Fall: das sehr deutliche Minimum (Potentialfall von 700 Volt) erst bei ca. 50 mm CO_2. Jedenfalls liegt aber das Minimum immer nahe am Luftende der Kurve, die viel steiler abfällt, als sie dann wieder ansteigt. Auch die negative Kurve in

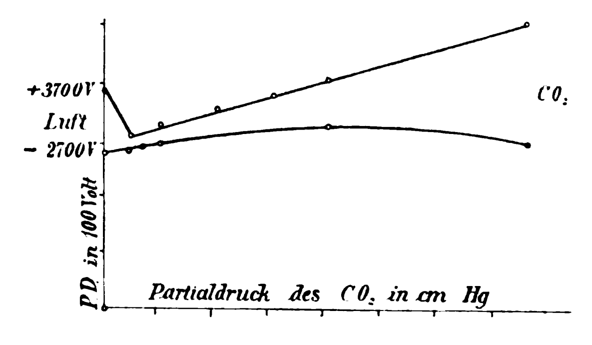


Fig. 3.

Fig. 1 ist eher als ein Ausnahmefall anzusehen, da sie für andere Spitzen im allgemeinen nicht so plötzlich ansteigt. Wie der Verlauf der Kurve von der Dicke und Form der Spitze abhängt, konnte nicht sicher festgestellt werden, da Spitzen aus demselben Draht und gleich zubereitet, oft verschiedene Werte gaben, Unregelmässigkeiten, wie sie beim Arbeiten mit so schlecht definierten Gebilden wie Spitzen wohl unvermeidlich sind. Zu bemerken ist nur, dass bei Anwendung allerfeinster Spitzen (Platindraht von 0,025 mm Durchmesser in der Flamme ausgezogen) kein Büschel und auch nicht der entsprechende Potentialfall beobachtet werden konnte.

Nach Abschluss der oben geschilderten Untersuchung gelangte mir eine Arbeit Herrn Boutys[1]) zur Kenntnis, welche sich auch mit der Entladung in Gasgemischen befasst. Er verwendet eine von ihm früher beschriebene Methode.[2]) Das verdünnte Gas befindet sich in einem elektrodenlosen Glasgefäss zwischen den Platten eines Kondensators, an die allmählich immer höhere Spannungen angelegt werden. Ist eine bestimmte Feldstärke erreicht, so leuchtet das Gas beim Laden und Entladen. Es zeigt sich nun, dass für manche Gemische, z. B. CO und CO_2, CO und H_2 etc., die zum Leuchten nötige Feldstärke dem Mittel aus den Werten für die getrennten Gase entspricht, dagegen bei dem Gemisch H_2 und CO_2 die gefundenen Werte ganz erheblich unter den nach der Mischungsregel berechneten liegen. Das Feld konnte bei diesen Versuchen als homogen betrachtet werden.

Um die Wirkung auch bei Anwendung von Elektroden in einem etwas homogeneren Felde, als bei der Spitzenentladung, zu studieren, liess ich eine Funkenentladung zwischen zwei Aluminiumplatten von 3 cm Durchmesser, deren Ränder mit einer dicken Lage Siegellack bedeckt waren, in einem Gemisch von Luft und CO_2 und von Wasserstoff und CO_2 übergehen, konnte aber im Gegensatz zur positiven Spitzen-

1) Compt. rend. 16. März 1903, p. 669.
2) Compt. rend. 129, 152, 1899.

entladung kein Minimum in der Kurve, welche die Änderung der Potentialdifferenz mit der Zusammensetzung angiebt, auffinden. Es wurden auch Messingkugeln von 13 mm, Aluminiumdrähte von 1,8 mm und Platindrähte von 0,54 mm Durchmesser als Elektroden verwendet in verschiedenen Abständen. Das zur Messung der Potentialdifferenz verwendete Braunsche Elektrometer mit dem Bereich von 10000 Volt zeigte 500 Volt per Teilstrich, wurde aber für kleine Funkenstrecken durch ein solches mit 2000 Volt Bereich und 100 Volt per Teilstrich ersetzt. Ausserdem wurde bisweilen der Funkenstrecke ein Funkenmikrometer parallel geschaltet, das auf 0,05 mm genau abzulesen gestattete. Jedenfalls wäre eine Herabsetzung der Potentialdifferenz um 3 Proz. unter den Wert für Luft noch gut nachweisbar gewesen, konnte aber in keinem Fall beobachtet werden. Meine Beobachtungen an der positiven Spitzenentladung ergaben Erniedrigungen bis über 10 Proz. Wenn eine Erniedrigung bei der Funkenentladung eintritt, so ist sie also jedenfalls verschwindend klein, und kann höchstens für sehr geringe Beimengungen von CO_2 eintreten, da die Kurve sehr bald merklich ansteigt. Es ist nicht uninteressant, diese Kurven (Fig. 4) für verschiedene Funkenlängen zu verfolgen.

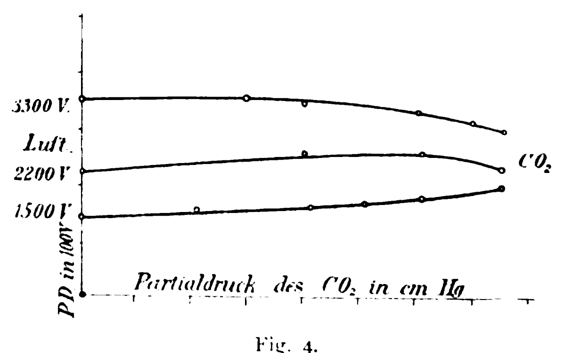


Fig. 4.

Für kurze Funken steigen sie, analog den Boutyschen Ergebnissen, konvex gegen die Abszissenachse an bis zu dem Wert für reines CO_2, der höher liegt als der für Luft. Für längere Funken dagegen sind sie konkav gegen die Abszissenachse, steigen erst an, erreichen ein Maximum und fallen für CO_2 auf einen Punkt, der niederer liegt als der für Luft, entsprechend der bekannten Thatsache, dass die elektrische Festigkeit von CO_2 für kurze Funken grösser, für lange Funken kleiner ist als die der Luft.[1]) Ein ähnliches Resultat scheint Olearski[2]) erhalten zu haben. Er fand, dass die elektrische Festigkeit eines Gemisches von 70 Proz. H_2 und 30 Proz. N_2 sich nicht nach der Formel $\frac{HN}{0 \cdot 7\,N + 0 \cdot 3\,H}$ berechnen liess, sondern grösser war.

Die geschilderten Versuche wurden im Cavendish Laboratory, Cambridge, angestellt, und ich benütze diese Gelegenheit, um Herrn Professor J. J. Thomson für sein überaus freundliches Entgegenkommen meinen wärmsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 29. Oktober 1903.)

1) J. J. Thomson, Recent Researches in Electr. and Mag. § 69, p. 91, 1893.
2) Proc. Phil. Soc. Camb. 5, 325, 1886.

Zwei Beobachtungen eigenartiger Bewegungserscheinungen am freien Kohlelichtbogen.

Von W. Biegon von Czudnochowski.

Der Lichtbogen zwischen Kohleelektroden in freier Luft ist seiner Natur nach von vornherein sehr dazu angethan, von äusseren Kräften stark beeinflusst zu werden; infolge seiner Leichtbeweglichkeit wird er nicht nur mechanischen Einwirkungen, wie Luftströmungen, sondern auch als Stromleiter besonders denjenigen aller der Kräfte, welche für einen solchen in Betracht kommen, unterliegen. Dies ist zuerst ausgesprochen von Arago (1820), unabhängig davon durch Versuche festgestellt von Davy (1821).

In der Hauptsache handelt es sich hierbei um die Wirkung magnetischer Felder, welche eine Gestaltsänderung des Bogens hervorbringen; dies ist weiterhin untersucht von Casselmann (1844), De la Rive (1846), Quet (1852), Plücker (1858), Houston (1872), Ayrton (1878), Fleming (1894) u. a.

Aus dieser Gestaltsänderung, welche sich als eine Ablenkung der Strombahn im Gasraume aus ihrer anfänglichen — geraden — Richtung darstellt, können sich nun je nach Form und Lage des wirkenden Feldes gegen den Bogen Bewegungen ergeben, und zwar entweder eine Rotation, wenn sich dadurch, dass der Bogen der ablenkenden Kraft folgt, für ihn die Verhältnisse nicht ändern, oder Oszillationen, wenn sich entweder für ihn, wenn er der Einwirkung folgt, die Verhältnisse umkehren, oder aber wenn diese schon an sich einem periodischen Wechsel unterliegen, z. B. dadurch, dass entweder der Bogen oder das ihn beeinflussende Feld durch Wechselstrom erzeugt wird.

Die Rotation ist zuerst beobachtet von Gassiot, Walker, Sturgeon und Mason (1828); besonders schnelle Rotation beobachteten O. Lehmann (1891) und Trotter (1894).

Von Oszillationen ist bisher relativ wenig bekannt; beobachtet sind solche von H. Ayrton (1899) am zischenden Lichtbogen, von Thompson (1896) am Wechselstrombogen, auch

gehören hierher die schnellen Pulsationen, welche beim Parallelschalten genügender Kapazitäten den tönenden Bogen ergeben (Duddell, 1900) sowie die neuerdings von Simon und Reich am Vakuummetallbogen beobachteten Erscheinungen.

Im nachstehenden sollen zwei Beobachtungen mitgeteilt werden, bei denen es sich um verhältnismässig sehr langsam verlaufende Erscheinungen handelt.[1])

1. Dauernde Rotation beim Wechselstrombogen.

Die Beobachtung wurde gemacht an einer normalen Wechselstromlampe für 10 Amp., welche bei konstanter Stromstärke mit verschiedener Spannung gebrannt wurde; letztere betrug normal 28 Volt und wurde bis auf $\sim$ 45 Volt gesteigert. Den normalen Bogen zeigt Fig. 1 [2]), bei $\sim$ 35 Volt zeigte jedoch der Bogen

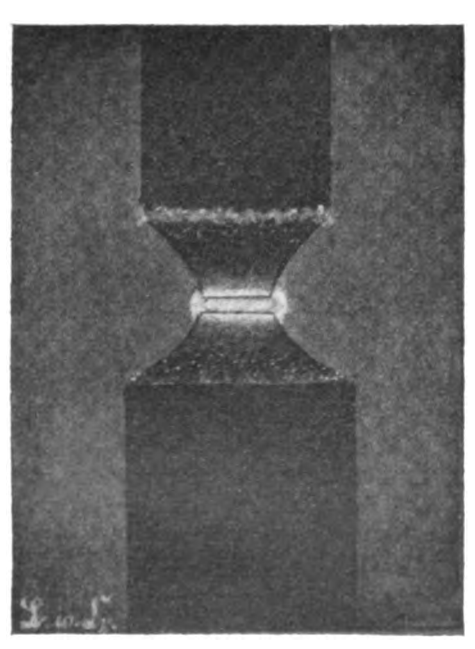


Fig. 1.

die deutliche Tendenz, sich nach dem Rande der Kohlen zusammenzuziehen und sich an diesem entlang zu bewegen; diese Bewegung hatte einen ausgesprochenen Richtungssinn, indem sie in einer Richtung gar nicht recht zustande kam, während im entgegengesetzten Sinne bis zu 25 volle Umläufe beobachtet werden konnten. Die bevorzugte Drehrichtung war im Sinne des Uhrzeigers, die Dauer eines Umlaufes sehr konstant, $\backsim$ 15 – 17 Sekunden; die Erscheinung war sehr deutlich an dem durch Linsen erzeugten vergrösserten Bilde des Bogens zu verfolgen und verlief in der Weise, wie ich in Fig. 2 *a*—*d* darzustellen versucht habe.[1]) Zwischen den Reihen aufeinander folgender Rotationen zeigte der Bogen Stillstandsperioden, auch schüchterne Versuche, im entgegengesetzten Sinne sich zu bewegen, die aber niemals zu dauerndem Umlaufen führten; bei etwa 40 Volt liess die Deutlichkeit der Erscheinung infolge Unruhigwerden des Bogens nach, um beim späteren Herabgehen mit der Spannung bei dem gleichen Werte wieder einzusetzen.

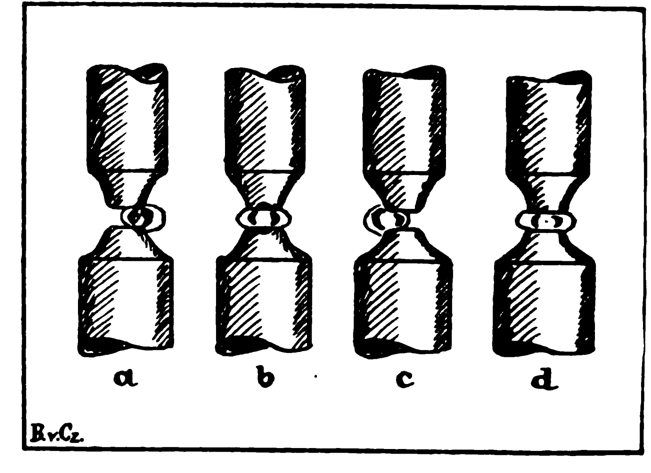


Fig. 2.

Wie ist nun die beschriebene Erscheinung zu erklären?

Nehmen wir von vornherein an, dass eine magnetische Wirkung des Erdfeldes vorhanden ist, so könnte diese nur, wie dies auch von S. P. Thompson (1896) beobachtet ist, ein mit dem Stromwechsel synchrones Hin- und Herspringen des Bogens um kleine Beträge veranlassen, was nur mit Hilfe eines rotierenden

1) Die Beobachtungen habe ich bereits vor längerer Zeit gemacht, aber bisher nicht veröffentlicht; da ich jedoch dieselben in absehbarer Zeit nicht weiter zu verfolgen in der Lage bin, möchte ich dieselben angesichts der eifrigen Thätigkeit gegenwärtig auf diesem Gebiete nicht länger zurückhalten, in der Hoffnung, dass die vorliegende Mitteilung vielleicht zu anderweiten Untersuchungen Anlass giebt.

2) Die Figur ist nach einem gleichgrossen Photogramm angefertigt; die auf diesem nicht sichtbaren Einzelheiten der Elektrodenbeschaffenheit sind jedoch nach direkter Beobachtung am vergrösserten Projektionsbilde hinzugefügt. Das Photogramm zeigt nur die Krater und die Umrisse in ihrer nächsten Nähe; die in der Figur angedeuteten Bläschen, welche sich in Wirklichkeit in steter Bewegung und Wechsel befinden in der Nähe der sich beim Brennen ausbildenden Kante, sind im Photogramm nicht sichtbar. (In der Litteratur finden sich leider immer noch vielfach dieselben alten unzutreffenden Abbildungen eines Lichtbogens, und zwar bei Gleichstrom; auf die charakteristischen Abweichungen, welche sich bei Wechselstrom ergeben, ist meines Wissens bisher nirgends sonderlich Rücksicht genommen.)

1) Das Umlaufen war sehr deutlich an der Bewegung der weissglühenden Ansatzstellen des Bogens zu verfolgen — die in der Figur schwarz angedeutet sind —, die im Bilde von rechts nach links wanderten, dort verschwanden, um nach einiger Zeit rechts am Rande aufzutauchen, während unterdessen der zwischen den Kohlen sichtbare Bogen ebenfalls nach rechts wanderte.

Spiegels zu erkennen ist, während bei Beobachtung ohne einen solchen der Bogen nur etwas verbreitert erscheinen würde; eine dauernde Rotation wäre nur denkbar, wenn eine sehr starke Einwirkung des Magnetsystems der Lampe auf den Bogen vorhanden wäre, wie bei den Versuchen von Herzfeld (1897)[1]), was aber der ganzen Konstruktion nach als ausgeschlossen anzusehen ist.[2]) Ganz anders ist es aber, wenn wir im Wechselstrombogen einen Gleichstrom annehmen könnten; ein solcher ist nun thatsächlich, wie zuerst von Jamin und Maneuvrier (1882), dann von Sahulka (1894) für einen Spezialfall beobachtet worden, möglich, und zeigt sich allgemein bei Verschiedenheit der Elektroden nach Grösse und Beschaffenheit, so dass also dann eine Art unipolarer Leitung oder Ventilwirkung vorliegt. Dass ein solcher Gleichstrom auch bei Anwendung von zwei Kohlenelektroden, auch solchen gleicher Art, auftreten kann, ist von Jamin und Maneuvrier (1882), Ch. F. Smith (1897), Eichberg und Kallir (1898), sowie Marchant und Duddell (1899) nachgewiesen worden; danach geht dieser Gleichstrom bei gleicher Beschaffenheit beider von der grösseren zur kleineren Elektrode, in vorliegendem Falle also, da die untere Kohle dicker, von unten nach oben: wir hätten ein Beispiel für den Fall 6 der Gruppe II nach der Starkeschen Einteilung der für unipolare Leitung in Betracht kommenden Fälle.[3]) Dies würde dann allerdings, zumal soweit sich erkennen liess, der Zwischenraum zwischen den beiden Kratern nicht ganz lichtlos war, die beschriebene Erscheinung erklären als hervorgebracht durch die Einwirkung des Erdfeldes auf den Jamin-Maneuvrierschen Gleichstrom; in guter Übereinstimmung damit wäre dann auch der Umstand, dass erst bei einer bestimmten „kritischen" Bogenlänge die Rotation beginnt, denn nach Untersuchungen von Blondel (1899) ist auch der erwähnte Gleichstrom für kurze Bogen — bis ∾ 1 mm — nur sehr schwach, eine Thatsache, die auch Jamin und Maneuvrier schon gefunden hatten. Zu erwähnen ist dagegen noch, dass die Lampe sich während dieser Beobachtungen in einem geräumigen Gehäuse aus Eisenblech befand.

2. Langsame Pulsationen am Gleichstrombogen.

Die nachstehend mitgeteilte Beobachtung habe ich wiederholt zu machen Gelegenheit gehabt, und zwar an Horizontallampen mit Handregulierung — durch Schraubenspindel, — bei denen also durch Änderungen im Bogen veranlasste Stromschwankungen voll zur Geltung kommen; die betr. Lampen waren in kleine Scheinwerfer eingebaut und wurden mit 15 Amp. gebrannt. Unmittelbar nach der Bogenbildung mit kalten Elektroden zeigten sich nun sehr auffällige Lichtschwankungen, deren Periode etwa 7 Sekunden betrug; dieselben hatten, wie ich feststellen konnte, ihren Ursprung in einer sonderbaren sprungweisen Veränderung des Bogens, von der ich in Fig. 3 eine Darstellung

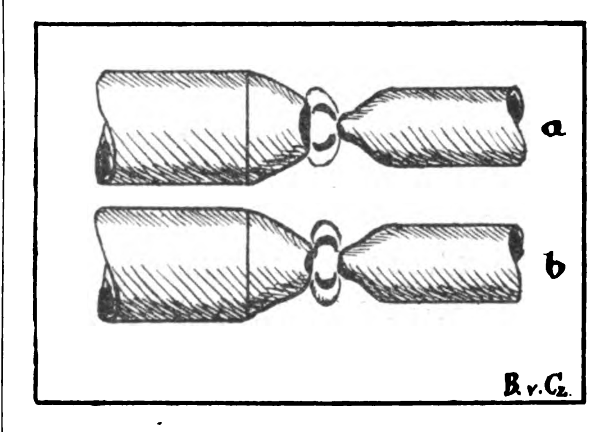


Fig. 3.

zu geben versucht habe[1]); der Bogen zeigte nämlich abwechselnd die gewöhnliche birnenförmige oder eine fast kugelförmige, richtiger ellipsoidische Gestalt, wobei die Übergänge der einen Form in die andere ruckweise erfolgten.[2]) Die oben erwähnten Lichtschwankungen waren dadurch veranlasst, dass synchron mit diesen Gestaltsänderungen sich der Krater veränderte — d. h. die weissglühende Zone an der + Elektrode —, indem derselbe entsprechend der jeweiligen Bogenform bald ziemlich ausgedehnt, bald nur verhältnismässig klein war, wie dies in Fig. 3 anzudeuten versucht ist; gleichzeitig traten recht beträchtliche Stromschwankungen auf, deren Verlauf angenähert in Fig. 4 dargestellt ist, wobei der grösseren Stromstärke auch die grössere Helligkeit entspricht.[3])

Diese Erscheinung ist wohl kaum anders zu erklären, denn als Pendeln der Entladung zwischen Glimmentladungs- und Bogenentladungszustand, veranlasst durch die bei wagerechter Elektrodenstellung relativ günstigen Abkühlungsverhältnisse — durch aufsteigende

1) Wied. Ann. **62**, 435—449, 1897.
2) Die betr. Lampe war eine Differentialteillampe von Siemens & Halske von 400 mm Gesamtkohlenlänge, die messingnes Gestänge und einen geschlossenen Magnetkreis von verhältnismässig geringer Streuung besitzt, deren Einwirkung auf den Bogen ausserdem durch die eiserne Grundplatte — Teller — der Lampe verhindert wird.
3) Verh. d. Dtsch. phys. Gesellsch. **5** (Heft 21), 377 ÷ 380, 1903 (Sitzung der Ges. vom 30. Oktober).

1) Von oben gesehen.
2) Besonders auffällig war die scharfe Krümmung der äusseren Begrenzung des Bogens im Falle Fig. 3b.
3) Vergl. die ganz ähnlichen Kurven von Simon und Reich, diese Zeitschr. **4**, 741, Fig. 3 und 4, 1903.

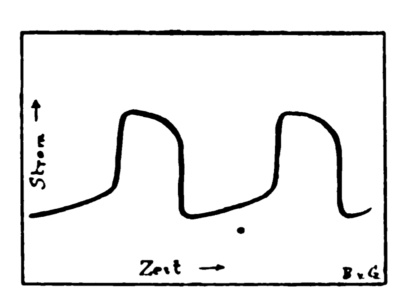


Fig. 4.

Luftströme — solange die Elektroden noch nicht genügend durchwärmt sind (vgl. J. Stark, Elektrizität in Gasen, S. 215—216). Sie dürfte auch gelegentlich an gewöhnlichen Bogenlampen auftreten, wird aber hier durch das sofort eintretende Regulieren verdeckt und ausgeglichen.

Berlin NW., 5. November 1903.

(Eingegangen 13. November 1903.)

Über Energie und Impuls der Röntgenstrahlen.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Paul Hertz.

Bekanntlich entstehen die Röntgenstrahlen an der Stelle der Hittorfschen Röhre, wo die Kathodenstrahlen enden. Dieser Umstand spricht für die Wiechert-Stokessche Hypothese, man habe in ihnen die elektromagnetischen Stösse zu sehen, die ein seine Geschwindigkeit änderndes Elektron nach der Maxwell-Lorentzschen Theorie erregen muss. Über die Art dieser Geschwindigkeitsänderung sind noch zwei Annahmen möglich. Entweder bleibt das Elektron plötzlich stehen, oder es wird, in das Molekulargefüge der Antikathode eindringend, dort allmählich verlangsamt und zur Ruhe gebracht. Im ersten Falle würde der Röntgenzone die Breite des Elektronendurchmessers zukommen [1]), im zweiten Falle wäre sie von molekularen Dimensionen. Zwar würden die Versuche der Herren Haga und Wind [2]) über die Beugung der Röntgenstrahlen für die zweite Annahme entscheiden [3]), doch werden diese Versuche von Herrn Walter bestritten. [4]) Obwohl nun die genannten beiden Forscher ihre Behauptung aufrecht erhalten haben [5]), scheint es doch wünschenswert, sich noch nach anderen Kriterien umzusehen, um eine experimentelle Entscheidung der Frage vorzubereiten. Zudem müssen nach der Theorie auch bei der Emission der Becquerelstrahlen elektromagnetische Impulse auftreten, auf die sich natürlich die Haga-Windschen Versuche nicht beziehen, und bei diesen ist die Annahme der plötzlichen Geschwindigkeitserteilung wahrscheinlicher als bei den gewöhnlichen Röntgenstrahlen.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 45, 172, 1898.

2) K. Akademie van Wetenschappen, Amsterdam, April 1899, S. 420 und Wied. Ann. 68, 884, 1899.

3) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. 1, 105, 1899; 2, 55, 1900; 2, 88, 1900; Zeitschrift für Mathem. und Phys. 46, 11, 1901.

4) Walter, diese Zeitschr. 3, 137, 1902.

5) Haga und Wind, Kon. Akademie van Wetenschappen S. 247, 1902.

Als geeignetes Kriterium bietet sich die Ausstrahlung von Energie und Impuls [1]) dar. Nachdem Herr M. Abraham die Untersuchung für den einen Grenzfall, den Fall der sehr langsamen Geschwindigkeitsänderung, geführt hat [2]), werde in diesen Zeilen der andere Grenzfall behandelt. Wir stellen uns die folgende Aufgabe:

Ein Elektron erleide plötzlich einen Geschwindigkeitssprung von der Geschwindigkeit q_1 auf eine ihr parallel gerichtete Geschwindigkeit q_2, wo beide kleiner als die Lichtgeschwindigkeit anzunehmen sind. Wie gross sind ausgestrahlte Energie und Impuls? [3])

Zur Beantwortung dieser Frage führen zwei Wege. Der erste, näher liegende, besteht in der Ausrechnung des Feldes und der Integration über die Wellenzone. Diesen Weg beschritt ich zunächst, als ich mir auf Anregung des Herrn Abraham, Energie und Impuls zu berechnen vornahm. An der Bauart der Schlussformel jedoch erkannte ich, dass es ein noch einfacheres, auf allgemeinen dynamischen Grundsätzen beruhendes Verfahren geben müsse. Dies zu entwickeln, ist der Zweck der vorliegenden Mitteilung. Zu seiner Begründung brauchen wir das folgende Vertauschungsgesetz.

§ 1. Vertauschungsgesetz.

Bekanntlich ist die Lösung der Maxwell-Lorentzschen Gleichungen eindeutig bestimmt, wenn für den betreffenden und alle früheren Zeitpunkte im ganzen Felde die elektrischen Ladungen und ihre Geschwindigkeiten gegeben sind. Mithin wird es erlaubt sein, unser eines Elektron durch ein System mehrerer Ladungen nebst Geschwindigkeitsverteilungen zu ersetzen, falls diese superponiert Ladung und Geschwindigkeit des vorgegebenen Elektrons ergeben. Denn die von ihnen einzeln herrührenden Lösungen braucht man nur zu superponieren, um die Lösung für das Elektron zu

1) Über diesen Begriff siehe M. Abraham, Ann. d. Phys. 10, 120ff., 1903.

2) M. Abraham, l. c. S. 153ff.

3) Diese etwas verallgemeinerte Problemstellung — beide Geschwindigkeiten q_1 und q_2 von Null verschieden — fände etwa ihre physikalische Bedeutung, wenn man bei den Röntgenstrahlen die Erdbewegung berücksichtigen oder Elektronen betrachten wollte, die aus dem fliegenden Molekül herausgeschleudert werden.

erhalten. Derartige Partialsysteme wollen wir nun auch kurz Elektronen nennen, selbst wenn sie in der Natur unmöglich sein sollten und etwa, im Gegensatz zu ihrer Summe, der Kontinuitätsgleichung nicht genügen sollten. Wenden wir diese physikalische Ausdrucksweise auf solche mathematische Gebilde an, so kann es auch nicht zweifelhaft sein, was wir unter Elektronen verstehen, die zu „existieren beginnen".

An Stelle des einen Elektrons, das an einer bestimmten Stelle P seiner Bahn zur Zeit t_0 von der Geschwindigkeit q_1 auf q_2 springt, denken wir uns jetzt drei Elektronen.

1. Ein Elektron, das sich auf der betreffenden Bahn von der Zeit $-\infty$ bis $+\infty$ beständig mit der Geschwindigkeit q_1 bewegt. Die elektrische Dichte sei in ihm in gleicher Weise, wie im zu untersuchenden verteilt.

2. Ein Elektron, das zur Zeit $t = t_0$ in P zu „existieren beginnt" und für alle Zeiten $t > t_0$ mit der Geschwindigkeit q_1 die betreffende Bahn durchläuft; seine Dichte sei in entsprechenden Punkten numerisch gleich, aber von entgegengesetztem Vorzeichen, wie die des ersten.

3. Ein Elektron, das zur Zeit $t = t_0$ in P zu „existieren beginnt" und für alle Zeiten $t > t_0$ mit der Geschwindigkeit q_2 die betreffende Bahn durchläuft; seine Dichte sei in entsprechenden Punkten numerisch gleich und von gleichem Vorzeichen, wie die des ersten.

Es ist sofort zu übersehen, dass diese drei Hilfselektronen unser vorgegebenes völlig zu ersetzen imstande sind. Zu Zeiten $t < t_0$ ist nur das erste vorhanden, zu Zeiten $t > t_0$ dagegen heben sich die Wirkungen des ersten und zweiten auf, so dass nur die des dritten bestehen bleiben. Die Gesamtwirkung ist also der vom springenden Elektron ausgehenden ganz gleich. Dies schreiben wir symbolisch in der Form:

$$\Phi(\varrho, q_1\, q_2) = \Phi(\varrho,\, q_1) + \Psi(-\varrho, q_1) + \Psi(\varrho,\, q_2).$$

Die Φ deuten die Felder (elektrische Feldstärke, magnetische Feldstärke, Potential usw., überhaupt irgend eine der Superposition fähige Feldgrösse) real möglicher Elektronen an, $\Phi\,(q_1\, q_2)$ das Feld eines von der Geschwindigkeit q_1 auf q_2 springenden Elektrons, also des vorgegebenen. Das Argument ϱ soll die vorliegende Dichtigkeitsverteilung andeuten; eine solche, bei der alle Dichten den negativen Wert der vorgegebenen haben, ist durch das Argument „$-\varrho$" gekennzeichnet. $\Phi\,(\varrho, q_1, q_2)$ ist daher das gesuchte Feld. $\Phi\,(q_1)$ sei das Feld eines stationär mit der Geschwindigkeit q_1 bewegten Elektrons. Das Feld des ersten Hilfselektrons ist demnach $\Phi\,(\varrho,\, q_1)$ zu schreiben. Die Ψ sind die Potentiale der zu „existieren beginnenden" Elektronen. Je nachdem die Geschwindigkeit, mit der sie ihre Existenz beginnen, q_1 oder q_2 beträgt, schreiben wir $\Psi\,(q_1)$ oder $\Psi\,(q_2)$. Die Felder des zweiten und dritten Hilfselektrons sind also zu schreiben: $\Psi\,(-\varrho,\, q_1)$ und $\Psi\,(\varrho,\, q_2)$.

Nun ist nach der Maxwellschen Theorie sofort einleuchtend, dass gesetzt werden darf:

$$\Psi\,(-\varrho, q_1) = -\Psi\,(\varrho, q_1).$$

Danach nimmt unsere symbolische Gleichung die Form an

$$\Phi\,(\varrho, q_1, q_2) = \Phi\,(\varrho, q_1) + \Psi(\varrho,\, q_2) - \Psi(\varrho, q_1),$$

oder — unter Weglassung des nicht mehr interessierenden ϱ —:

$$\Phi\,(q_1, q_2) = \Phi\,(q_1) + \Psi\,(q_2) - \Psi\,(q_1)$$

Wir betrachten nun das Feld erst eine hinlänglich grosse Zeit T nach Eintreten des Geschwindigkeitssprunges.

Dann hat sich die Wellenzone weit vom Ursprungspunkte P entfernt. Es ist bekannt, dass in solchen Entfernungen die Feldstärken stationärer Felder mit der zweiten Potenz der Entfernung abnehmen; andererseits zeigt sich, dass die Kräfte der Felder Ψ mit der ersten Potenz abnehmen[1]), so dass für die Ausstrahlung nur die letzteren in Betracht kommen. Wir dürfen also schreiben

$$\Phi\,(q_1, q_2) = \Psi\,(q_2) - \Psi\,(q_1).$$

Nun ziehen wir zum Vergleiche ein zweites Elektron heran, das den umgekehrten Geschwindigkeitssprung — den von q_2 auf q_1 — erleidet, wie das erste. Für dieses wird gelten:

$$\Phi\,(q_2, q_1) = \Psi\,(q_1) - \Psi\,(q_2).$$

Es wird also schliesslich sein:

$$\Phi\,(q_2, q_1) = -\Phi\,(q_1, q_2).$$

Das heisst: Ersetze ich einen Geschwindigkeitssprung durch einen anderen unter Vertauschung der beiden Geschwindigkeiten, so bleiben alle Feldstärken numerisch gleich, kehren aber ihre Richtung um. Bei dieser Umkehrung bleibt jedoch die Energie ungeändert; ungeändert an Grösse und Richtung bleibt auch der Impulsvektor, da er sich als ein Integral des Poyntingschen Vektors[2]), des mit $\frac{c}{4\pi}$ multiplizierten äusseren Produktes aus elektrischer und magnetischer Kraft, darstellt. Wir erhalten also das folgende Vertauschungsgesetz:

Vertauscht man im Geschwindigkeitssprunge die beiden in Frage kommenden Geschwindigkeiten, so bleibt die Energie ungeändert und auch der Impuls ungeändert an Grösse und Richtung.

Indem wir die ausgestrahlte Energie mit W_{12} resp. W_{21}, den Impuls mit G_{12} resp. G_{21} bezeichnen, schreiben wir das Gesetz in Zeichen:

$$\left.\begin{aligned} W_{12} &= W_{21} \\ G_{12} &= G_{21} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

1) Das soll an anderem Orte gezeigt werden, wo der Beweis des „Vertauschungsgesetzes" überhaupt in ausführlicherer und strengerer Form gegeben werden wird.

2) M. Abraham, l. c. S. 130.

§ 2. Energie-Impulsrelationen.

Mit Hilfe dieses Resultates gelingt nun in einfacher Weise die Berechnung der Energie und des Impulses. Zunächst ist aus Gründen der Symmetrie sofort ersichtlich, dass der Impuls parallel den Geschwindigkeiten q_1 und q_2 weisen muss. Um jedoch die Grösse der Energie und des Impulses zu finden, stützen wir uns auf allgemeine dynamische Grundsätze.

Herr H. A. Lorentz hat die Gültigkeit der Energiegleichung für die nach ihm benannte Theorie dargetan.[1]) Diese Gleichung lässt sich nach Herrn Abraham[2]) auf die Form bringen:

$$q \frac{dG}{dt} = \frac{dW}{dt},$$

wo t die Zeit, q, W, G die jeweils vorhandene Geschwindigkeit, Energie und den Impuls bezeichnet.

Diese Gleichung werde von dem Momente t_0 des Sprunges bis zu einer sehr viel späteren Zeit T integriert. Da q beständig $= q_2$ ist, so erhalten wir

$$q_2 [G]_{t_0}^{T} = [W]_{t_0}^{T}.$$

Zur Zeit t_0 haben W und G die Werte, die dem stationären Felde eines Elektrons von der Geschwindigkeit q_1 zukommt; nennen wir sie W_1 und G_1. Zur Zeit T zerfällt das Feld in zwei Teile: Wir haben erstens das bereits sehr ausgedehnte stationäre, der Geschwindigkeit q_2 entsprechende Feld, mit den ihm zugehörigen Grössen W_2 und G_2, zweitens, dieses umrahmend, die Zone der Wellenerregung mit $W_{1\,2}$ und $G_{1\,2}$ als Energie und Impuls.

Somit wird unsere Gleichung:

$$q_2 (G_2 - G_1 + G_{1\,2}) = W_2 - W_1 + W_{1\,2}.$$

Nehmen wir den umgekehrten Geschwindigkeitssprung q_2, q_1 vor, so erhalten wir durch Vertauschung des Indices:

$$q_1 (G_1 - G_2 + G_{2\,1}) = W_1 - W_2 + W_{2\,1}.$$

§ 3. Berechnung der ausgestrahlten Energie und des Impulses.

Diese beiden Gleichungen ergeben in Verbindung mit dem Vertauschungsgesetz das folgende Formelsystem:

$$\left.\begin{aligned} q_2 (G_2 - G_1 + G_{1\,2}) &= W_2 - W_1 + W_{1\,2} \\ q_1 (G_1 - G_2 + G_{1\,2}) &= W_1 - W_2 + W_{1\,2} \end{aligned}\right\} \quad (2)$$

Hier sind W_1, G_1 resp. W_2, G_2 reine Funktionen von q_1 resp. q_2 allein; es sind auch bekannte Funktionen, denn Herr Abraham hat sie in der mehrfach erwähnten Arbeit berechnet.[3]) Daher lassen sich aus unsern beiden Gleichungen die noch unbekannten Funktionen $W_{1\,2}$ und $G_{1\,2}$ bestimmen.

Es ist möglich, aus den Formeln für die Energie und den Impuls der stationären Felder Energie und Impuls der durch Geschwindigkeitsunstetigkeiten erzeugten Wellen zu berechnen.

Durch Subtraktion folgt aus (2):

$$(q_2 + q_1)(G_2 - G_1) + (q_2 - q_1) G_{1\,2} = 2 (W_2 - W_1)$$

oder, indem wir mit c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnen und $\frac{q_1}{c} = \beta_1$, $\frac{q_2}{c} = \beta_2$ setzen:

$$G_{1\,2} = \frac{1}{c(\beta_2 - \beta_1)} \left\{ 2 (W_2 - W_1) - c (\beta_1 + \beta_2)(G_2 - G_1) \right\}. \quad (3)$$

Bezeichnen wir den elektrischen Anteil der Energie mit E, den magnetischen mit M und bemerken, dass nach Abraham[1]) gilt

$$q_1 G_1 = 2 M_1; \; q_2 G_2 = 2 M_2,$$

so können wir für unsere Gleichung die andere Form gewinnen:

$$G_{1\,2} = \frac{2}{c(\beta_2 - \beta_1)} \left\{ E_2 - E_1 + \frac{\beta_2}{\beta_1} M_1 - \frac{\beta_1}{\beta_2} M_2 \right\} \quad (3a)$$

wo für die W, E, M die Werte der Abrahamschen Arbeit einzusetzen sind.

Ferner erhalten wir aus den Gleichungen (2) nach Multiplikation mit q_1 resp. q_2 und Subtraktion:

$$2 q_1 q_2 (G_2 - G_1) = (q_1 + q_2)(W_2 - W_1) + (q_1 - q_2) W_{1\,2},$$

oder

$$4 q_1 M_2 - 4 q_2 M_1 = q_1 W_2 + q_2 W_2 - q_1 W_1 - q_2 W_1 + (q_1 - q_2) W_{1\,2},$$

woraus folgt:

$$W_{1\,2} = \frac{1}{\beta_2 - \beta_1} \left\{ \beta_2 (W_2 + 4 M_1 - W_1) - \beta_1 (W_1 + 4 M_2 - W_2) \right\}. \quad (4)$$

Eine sehr einfache Form nehmen die Gleichungen an, wenn man in ihnen $\beta_2 = 0$ setzt. Der Fall beansprucht auch besonderes physikalisches Interesse, da er die von der Antikathode der Hittorfschen Röhre ausgehenden Erregungen — wahrscheinlich die Röntgenstrahlen — betrifft.

Für diesen Fall ist

$$\beta_2 = 0$$
$$G_2 = 0$$
$$M_2 = 0$$
$$W_2 = E_2$$

und man erhält aus (4) und (3a)

$$W_{1\,2} = W_1 - W_2 = W_1 - E_2 \quad (5)$$

$$G_{1\,2} = \frac{2}{q_1} (E_1 - E_2). \quad (6)$$

Man kann natürlich auch die Betrachtungen, die uns zu (4) und (3a) geführt haben, an diesem speziellen Fall wiederholen, und wird finden, dass sie sich wesentlich vereinfachen. E_2 ist die gewöhnliche elektrostatische Energie eines ruhenden Elektrons. Die Gleichung (5) sagt aus:

1) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der el. u. opt. Erscheinungen in bewegten Körpern, 22, Leiden 1895; M. Abraham, l. c. S. 119.

2) l. c. S. 129 f. Formel VI und VIIa resp. S. 135, 8b.

3) l. c. S. 147.

1) l. c. Formel 12 und 15b.

Vor und nach dem Sprung ist die Gesamtenergie des Feldes die gleiche. Der Grund liegt nahe: Weil die Geschwindigkeit nach dem Sprunge 0 war, ist keine Arbeit geleistet worden.

Dieselben Formeln gelten nach dem Vertauschungsgesetz auch für den Fall, dass ein vorher ruhendes Elektron plötzlich fortgeschleudert wird. Vielleicht sind die von der Theorie geforderten elektromagnetischen Stösse identisch mit den Rutherfordschen γ-Strahlen.

Wenden wir uns jetzt wieder dem allgemeinen Falle zu. Wir haben uns bisher nicht entschieden, ob wir Volumen- oder Flächenladung des Elektrons annehmen wollen. Nun hat Herr M. Abraham[1]) gezeigt, dass sich die Grössen W, M, E, G im Verhältnisse 6 : 5 ändern, wenn man unter Beibehaltung der Gesamtladung vom Falle der Volumenladung zum Falle der Flächenladung übergeht. Mit den W, M, E, G sind nun aber die $W_{1\,2}$ und $G_{1\,2}$ durch lineare Relationen verknüpft. Also gilt der Satz:

Geht man vom Falle der Volumenladung zum Falle der Flächenladung bei Beibehaltung der Gesamtladung über, so ändern sich Energie und Impuls der Wellen im Verhältnisse 6 : 5.

Wir brauchen unter diesen Umständen nur den Fall der Volumenladung zu berücksichtigen, da wir den anderen sofort aus diesem erhalten können.

Setzen wir in (4) nach Herrn M. Abraham[2])

$$W = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1}{\beta}\, ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right\}$$

$$M = \frac{3}{10}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1+\beta^2}{2\beta}\, ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right\},$$

wo e die Ladung, a den Radius des Elektrons bedeutet, so wird

$$W_{1\,2} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1-\beta_1\beta_2}{\beta_2-\beta_1}\, ln\frac{1+\beta_2}{1-\beta_2} - \frac{1-\beta_1\beta_2}{\beta_2-\beta_1}\, ln\frac{1+\beta_1}{1-\beta_1} - 2\right\}. \tag{7}$$

Der Ausdruck ist symmetrisch in β_1 und β_2, d. h. bleibt bei ihrer Vertauschung ungeändert, wie es unser Grundsatz fordert. Gehn wir jetzt zur Betrachtung spezieller Fälle über.

§ 4. Spezielle Fälle.

1. β_1 und β_2 klein gegen 1 (Kathodenstrahlen). Sind β_1 und β_2 klein gegen die Einheit, so entwickeln wir die Ausdrücke der Formeln (7) und (3a), in die letztere die Abrahamschen Werte einsetzend, nach Potenzen von β_1 und β_2 und vernachlässigen Glieder von der vierten Ordnung. Die entstehenden Formeln werden für langsame Kathodenstrahlen, nicht aber Becquerelstrahlen gültig sein.

Sie lauten:

$$W_{1\,2} = \frac{2}{5}\frac{e^2}{a}(\beta_2-\beta_1)^2 \tag{8}$$

$$G_{1\,2} = \frac{4}{25}\frac{e^2}{a\,c}(\beta_2-\beta_1)^2(\beta_2+\beta_1). \tag{9}$$

Die Ausdrücke sind wieder symmetrisch in β_1 und β_2 und verschwinden für $\beta_1 = \beta_2$, was von vornherein klar ist. Auffallend ist die Kleinheit von $G_{1\,2}$; der Impuls des stationären Feldes nämlich schreibt sich für kleine β

$$G = \frac{4}{5}\frac{e^2}{ac}\beta.$$

2. $\beta_2 - \beta_1 = \beta_3$ klein gegen β_1, β_2 (kleine Sprünge). Die Geschwindigkeiten mögen jetzt beliebig, nur natürlich < 1, angenommen werden. Der Geschwindigkeitssprung $\beta_2 - \beta_1 = \beta_3$ sei aber klein gegen die Geschwindigkeiten β_1 und β_2. Mit Benutzung des Taylorschen Lehrsatzes erhalten wir aus (7)

$$W_{1\,2} = \frac{2}{5}\frac{e^2}{a}\frac{\beta_3^2}{(1-\beta^2)^2} \tag{10}$$

Aus (3) folgert man leicht, ebenfalls mit Benutzung des Taylorschen Satzes,

$$G_{1\,2} = \frac{\beta_3^2}{6}\frac{d^2G}{d\beta^2},$$

wo sich G auf ein stationäres Feld bezieht. Hieraus erhält man:

$$G_{1\,2} = \frac{1}{10}\frac{e^2\beta_3^2}{ac\,\beta^3}\left\{\frac{3}{\beta}\, ln\frac{1+\beta}{1-\beta} - \frac{6-10\beta^2}{(1-\beta^2)^2}\right\} \tag{11}$$

Zwischen β_1 und β_2 braucht hier natürlich nicht unterschieden zu werden; für beides schreiben wir β.

3. β_1, β_2 klein gegen 1; $\beta_2 - \beta_1 = \beta_3$ klein gegen β_1, β_2 (Kathodenstrahlen; kleine Sprünge). Zur Probe auf die Richtigkeit von unsern Formeln für den ersten und zweiten Fall betrachten wir den dritten, dass einerseits β_1 und β_2 klein gegen 1 sind, gegen diese andererseits wieder $\beta_2 - \beta_1$. Die betreffenden Formeln müssen sowohl aus (8) und (9) wie auch aus (10) und (11) folgen. In der That erhält man übereinstimmend aus beiden Gleichungspaaren

$$W_{1\,2} = \frac{2}{5}\frac{e^2}{a}\beta_3^2 \tag{12}$$

$$G_{1\,2} = \frac{8}{25}\frac{e^2}{ac}\beta\beta_3^2. \tag{13}$$

4. $\beta_2 = 0$, $\beta_1 = \beta$; oder $\beta_1 = 0$, $\beta_2 = \beta$ (plötzlich gehemmtes und geschleudertes Elektron). Den Fall des plötzlich gehemmten und plötzlich geschleuderten Elektrons erkannten wir schon vorhin als besonders wichtig. Jetzt wollen wir die Werte vollständig in den β ausgedrückt geben.

Aus (7) und (3), oder auch aus (5) und (6) gewinnen wir die Formeln

1) Gött. Nachr. **36**, 1902; Ann. d. Phys. l. c. S. 147; vgl. auch Betti, Lehrb. d. Pot. S. 250, 1885.
2) l. c. S. 147.

$$W_{12} = \frac{3}{5}\frac{e^2}{a}\left\{\frac{1}{\beta} ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - 2\right\} \tag{14}$$

$$G_{12} = \frac{3}{10}\frac{e^2}{ac}\frac{1}{\beta}\left\{\frac{3-\beta^2}{\beta} ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - 6.\right\} \tag{15}$$

Bei langsamen Kathodenstrahlen können die vierten Potenzen der β vernachlässigt werden, bei den Becquerelstrahlen nicht. Indem wir entweder in (14) und (15) nach Potenzen von β entwickeln oder in (8) und (9) eines der $\beta = 0$ setzen, bekommen wir die Annäherungsformel für kleine β:

$$W_{12} = \frac{2}{5}\frac{e^2}{a}\beta^2 \tag{16}$$

$$G_{12} = \frac{4}{25}\frac{e^2}{ac}\beta^3 \tag{17}$$

Hier ist nun wieder die Kleinheit der ausgestrahlten Bewegungsgrösse gegen die des stationären Feldes:

$$G = \frac{4}{5}\frac{e^2}{ac}\beta$$

hervorzuheben.

Will man den Druck der Kathodenstrahlen beim Aufprall berechnen, so darf der ausgestrahlte Impuls vernachlässigt werden.

Ferner lässt (16) eine einfache Interpretation zu. Ein Vergleich unserer Formel (16) mit einer Formel des Herrn Abraham[1]) zeigt, dass W_{12} gerade so gross ist, wie die magnetische Energie eines mit der Geschwindigkeit $c\beta$ bewegten Elektrons. Nun war das aber auch vorauszusehen. W_{12} sollte die Differenz der Energie des bewegten und der elektrostatischen des ruhenden Elektrons sein. Da für kleine β die elektrische Energie von der Geschwindigkeit unabhängig ist[2]), so bleibt als Differenz nur die magnetische des bewegten Elektrons übrig.

5. Denken wir uns ein Elektron, das vollständig reflektirt wird, d. h. nehmen wir $\beta_2 = -\beta_1$ an.

Setzen wir:
$$q_1 = -q_2 = q$$
$$G_1 = -G_2 = G$$
$$W_1 = W_2 = W,$$

so schreiben sich die Gleichungen (2)

$$q\,(2\,G - G_{12}) = W_{12}$$
$$q\,(2\,G + G_{12}) = W_{12},$$

woraus folgt

$$G_{12} = 0 \tag{18}$$
$$W_{12} = 4\,M. \tag{19}$$

Bei der vollständigen Reflexion wird kein Impuls ausgestrahlt. Die ausgestrahlte Energie ist viermal grösser als die magnetische Energie des stationär bewegten Elektrons.

1) l. c. Formel 15e.
2) l. c. Formel 15e.

Man kann den einen Teil dieser Rechnung auch so in Worte fassen:

Liegt der Fall der vollständigen Reflexion vor, so vertausche man q_1 mit q_2. Dabei muss nach unserem Prinzip der Impulsvektor erhalten bleiben. Andererseits bedeutet die Vertauschung von q_1 mit q_2 eine Umkehrung oder Spiegelung des ganzen Vorgangs. Also muss der Impulsvektor sich umkehren. Ein Vektor aber, der gleichgerichtet seinem Spiegelbilde ist, muss $= 0$ sein.

Alle hier entwickelten Formeln habe ich auch nach jener anderen Methode erhalten: durch Berechnung der Feldstärken und Integration über die Wellenzone. Hierüber denke ich an einem anderen Orte zu berichten. Dort sollen auch die hier nur kurz angedeuteten Beweise ausführlich und streng geführt werden.

(Eingegangen 4. November 1903.)

Beeinflusst der Magnetismus die chemischen Reaktionen bei Silberhalogen- und lichtempfindlichen Eisensalzen?

Von A. Schweitzer.

Die Untersuchungen über die Frage der Einwirkung des Magnetismus auf chemische Reaktionen bei Silberhalogen- und lichtempfindlichen Eisensalzen sind nicht sehr zahlreich, doch gaben die meisten derselben ein bejahendes Resultat. Braham[1]) und Greene[2]) beobachteten ein Verschleiern und Auftreten eines intensiven Fleckes bei Bromsilber-Gelatineplatten, welche zwischen den Polen eines Elektromagneten entwickelt wurden. Nähere Details sind über diese Versuche nicht mitgeteilt. Ausführlicher berichtet Jahr[3]) über seine Untersuchungen, bei welchen er den Einfluss permanenter Magnete, als auch Elektromagnete, auf Bromsilber-Gelatineplatten studierte. Jahr erhält als Resultat, dass der Magnetismus auf trockene photographische Platten keine chemischen Einflüsse ausübt, hingegen konnte er bei Platten, welche mit Wasser oder photographischen Entwicklern befeuchtet waren, eine Einwirkung durch den Magnetismus konstatieren. Jahrs Arbeit enthält so viele Irrtümer, dass ich auf dieselben nicht näher eingehen will. Die grösste Anzahl der Untersuchungen wurden ohne Kontrollversuche vorgenommen, und chemische Wirkungen, welche allein den Flüssigkeiten, mit welchen die Platten benetzt waren, zuzuschreiben sind, als Einwirkung des Magnetismus gedeutet. Endlich teilt noch Liesegang[4]) mit, dass lichtempfindliche Eisensalze

1) Phot. News 1889, S. 620; Brit. Assoc. 1889, S. 519.
2) Phot. News 1889, S. 751.
3) Elektrochem. Zeitschr. 1898, S. 178.
4) Phot. Archiv 1890, S. 168.

im magnetischen Felde weniger lichtempfindlich sind, bei Silbersalzen konnte er hingegen keinen Einfluss des Magnetismus wahrnehmen. Welche Salze und in welcher Weise er dieselben untersuchte, giebt Liesegang nicht an. Nach den theoretischen Betrachtungen von de Hemptinne[5]) ist eine nachweisbare Beeinflussung der chemischen Reaktionen durch den Magnetismus nicht zu erwarten, wie er dies auch für einige Fälle durch Versuche bestätigen konnte.

Da mit den oben angeführten Versuchen die Frage über einen eventuellen Einfluss des Magnetismus auf die chemischen Reaktionen photochemisch wirksamer Salze nicht als gelöst betrachtet werden kann, stellte ich eine grössere Anzahl von Untersuchungen in dieser Richtung an. Bei sämtlichen Versuchen wurde getrachtet, alle störenden Ursachen zu vermeiden, und wurden, da dies nur in den wenigsten Fällen ganz erreichbar war, stets zwei Proben untersucht, die eine im magnetischen Felde, die andere unter vollkommen gleichen Umständen zur Kontrolle ausserhalb des Feldes.

Das magnetische Feld wurde bei allen Versuchen durch einen kräftigen Ruhmkorffschen Elektromagneten, dessen abgerundete Polschuhe verstellbar angeordnet waren, hergestellt. Durch Änderung der Erregerstromstärke und Polschuhdistanz konnte das Feld in weiten Grenzen variiert werden. Zunächst wurde mit Hilfe einer Prüfspule nach der ballistischen Methode für verschiedene Erregerstromstärken und Polschuhdistanzen das mittlere Feld direkt zwischen den Polschuhen bestimmt. Die im folgenden angegebenen Werte der Feldstärke wurden durch graphische Interpolation gefunden.

5) Zeitschr. f. phys. Chem. 1900, S. 668.

Der erste Teil meiner Versuche bezieht sich auf Silberhalogensalze, welche sowohl in der Form von Gelatine-Emulsionsplatten und -Papieren, als auch Celloidin-Emulsionspapieren untersucht wurden. Bei sämtlichen Untersuchungen mit Platten war der Elektromagnet so gestellt, dass das magnetische Feld vertikal verlief, und man zwischen die Polschuhe leicht eine kleine Küvette einführen konnte. Stets wurden zwei Platten aus dem gleichen Paket unter vollkommen gleichen Umständen untersucht, jedoch die eine im magnetischen Felde, die andere ausserhalb desselben. Nachdem beide Platten während einer gewissen Zeitdauer ausgesetzt waren, wurden sie zusammen in der gleichen Küvette gleich lang entwickelt und hierauf gemeinschaftlich fixiert. Als Entwickler nahm ich gewöhnlich Adorol, doch wurde bei einigen Versuchen auch Pyrogall, Metol und Eisenoxalat benutzt.

In folgender Tabelle gebe ich nun die Resultate einiger der zahlreichen Versuche, welche ich mit unbelichteten Platten vorgenommen. Die Platten wurden entweder in schwarzes Papier gut verpackt oder in einer Dunkelkammer untersucht. Die Tabelle enthält die Marke der benutzten Platten, die näheren Umstände, welchen beide Platten ausgesetzt waren, die Stärke des magnetischen Feldes, in welchem sich eine der Platten befand, die Zeitdauer der Exposition und endlich das Aussehen der Platten nach dem Entwickeln und Fixieren.

Marke	Nähere Umstände bei der Exposition	Feldstärke C.G.S.	Zeitdauer der Exposition	Aussehen der Platten nach dem Entwickeln und Fixieren
1. Bromsilber-Emulsions-Platten.				
Lumière „blau“	Platten trocken in schwarzes Papier eingeschlagen	6500	30′	Beide Platten ohne irgend einer Spur von Einwirkung.
Lumière „lila“		20000	3h	
Ilford „sp. r.“		14000	17h	
Lumière „blau“	Platte in destilliertem Wasser exponiert	6500	20′	Keine Einwirkung.
Smith „grün“		12000	3h 30′	Beide Platten zeigen einen ganz schwachen Schleier.
Lumière „blau“	Platte in Leitungswasser exponiert	14000	1h	Ganz schwach. Schleier bei beid. Platten.
Lumière „blau“	Platte in verdünntem „Adorol“-Entwickler	14000	10′	Schwacher Schleier (bei beiden Platten.)
Ilford „sp. r.“	Platte in konz. „Adorol“-Entwickler	6500	30′	Starker „
Ilford „sp. r.“	Platte in verdünnt. „Pyrogall“-Entwickler	12000	10′	Stark. Gelb- „
Lumière „lila“	Platte in konz. „Metol“-Entwickler	14000	20′	Starker „
Lumière „blau“	Platte in „Eisenoxalat“-Entwickler	14000	10′	Starker „
Lumière „blau“	Platte in Pottasche-Lösung 1 : 10	12000	30′	Schwacher „
2. Chlorsilber- und Chlor-Bromsilber-Emulsions-Platten.				
Edwards „rot“	Platte trocken in schwarzes Papier eingeschlagen	20000	6h	Beide Platten ohne irgend eine Einwirkung.
Smith „Lantern“		20000	9h	
Smith „Lantern“	Platte in destilliertem Wasser	14000	1h 30′	Schwacher Schleier bei beiden Platten.
Edwards „rot“	Platte in konz. „Adorol“-Entwickler	12000	20′	Starker „ „ „ „
Edwards „rot“	Platte in „Eisenoxalat“-Entwickler	12000	10′	„ „ „ „ „

Alle Schleierbildungen waren über die ganzen Platten gleichmässig erstreckt und rühren nur von der Einwirkung der Flüssigkeiten, in welchen sich die Platten befanden, her.

Weitere Versuche stellte ich noch mit vorher ganz oder nur teilweise belichteten Platten an. Sie wurden sowohl trocken, als auch mit Wasser benetzt dem magnetischen Felde ausgesetzt; ferner entwickelte ich auch einige vorher belichtete Platten zwischen den Polschuhen des Elektromagneten bei Feldstärken von 14000 C. G. S. Bei allen diesen Versuchen konnte ich nicht den geringsten Einfluss von seite des magnetischen Feldes konstatieren; die etwa vorhandenen schwachen Schleierbildungen waren stets über die ganzen Platten erstreckt und bei beiden Platten von gleicher Stärke, auch waren die Bilderkonturen der nur teilweise belichteten Platten vollkommen scharf.

Sodann nahm ich einige Versuche mit photographischen Kopierpapieren vor. Zur Untersuchung gelangen Bromsilbergelatine, Chlorsilbergelatine und Chlorsilber-Celloidinpapiere. Zunächst wurden trockene, unbelichtete Stücke dieser Papiere lichtdicht verschlossen in ein Feld von ca. 28000 C. G. S. gebracht, bis 12^h dort belassen, und hierauf entwickelt; eine Einwirkung des Feldes konnte nicht wahrgenommen werden. Ebenso wurden auch mit Wasser oder Entwickler befeuchtete photographische Papiere untersucht, auch hierbei war keine Einwirkung des Feldes nachweisbar. Um nun noch zu konstatieren, ob etwa die Lichtempfindlichkeit der Silberhalogen-Emulsionspapiere durch das magnetische Feld geändert wird, schnitt ich etwa 20 cm lange, 3 mm breite Streifen der Papiere, befestigte diese auf Holzstäbchen und führte letztere samt den Papieren so zwischen die Polschuhe des Elektromagneten ein, dass die Mitte der Streifen auf eine Länge von etwa 2 cm in einem Felde von ca. 24000 C. G. S., die Enden dagegen bereits in einem verschwindend schwachen Felde sich befanden. Je nach der Sorte der Papiere wurden diese sodann zerstreutem Tageslicht oder künstlichem Licht exponiert und eventuell entwickelt. Ein Einfluss des magnetischen Feldes sowohl auf trockene als auch benetzte photographische Silberpapiere trat in keinem Falle auf; die Streifen waren stets in ihrer ganzen Länge vollkommen gleichmässig vom Lichte angegriffen.

Im zweiten Teile meiner Versuche befasste ich mich mit der Einwirkung des Magnetismus auf lichtempfindliche Eisensalze. Zunächst wurden wässerige Lösungen von Eisenverbindungen der Untersuchung unterzogen. Ich liess mir zu diesem Zwecke zwei gleich grosse, oben geöffnete Glaskästchen herstellen, die mit schwarzem Stoffe umgeben waren, so dass in die Gefässe nur von oben Licht eintreten konnte. Eines dieser Gefässe kam nun zwischen die Polschuhe des Elektromagneten zu stehen, so dass der grösste Teil der in ihm befindlichen Lösung in einem magnetischen Felde von ca. 8500 C. G. S. sich befand; das zweite Gefäss stand ausserhalb des Feldes. Die Flüssigkeiten beider Gefässe wurden nun zerstreutem Tageslichte ausgesetzt, und nach einer bestimmten Zeit (6^h—8^h) das durch die Belichtung gebildete Eisenoxydul neben Eisenoxyd nach der Methode von Eder[1]) mit Silbernitrat bestimmt. Zur Untersuchung gelangen wässerige Lösungen von Ferrioxalat, Kaliumferrioxalat und Ferritartrat in verschiedenen Konzentrationen. In allen Fällen konnte kein Einfluss des magnetischen Feldes auf die Lichtempfindlichkeit konstatiert werden; die bald positiven, bald negativen Differenzen zwischen den jeweiligen zwei Proben lagen innerhalb der Fehlergrenzen der chemischen Analysen. Weiter wurden einige dieser Lösungen noch im Dunkelzimmer einem magnetischen Felde von 8500 C. G. S. während 5 Stunden ausgesetzt, auch bei diesen Versuchen war eine Einwirkung des Magnetismus nicht nachweisbar.

Endlich wurden noch in ganz gleicher Weise, wie bei den Silberhalogenpapieren, je zwei verschiedene Sorten von Cyanotyp- und Platinotyppapieren untersucht. Zunächst wurden dieselben sowohl trocken, als auch mit Wasser benetzt unter Lichtabschluss einem Felde von 28000 C. G. S. während 4 bis 5 Stunden ausgesetzt; eine Einwirkung des Feldes war nicht vorhanden. Ferner wurden dünne Streifen der Cyanotyp- und Platinotyppapiere dem zerstreuten Tageslicht so ausgesetzt, dass sich ein Teil der Streifen in einem Felde von 24000 C. G. S. befand. Auch bei diesen Versuchen konnte kein Einfluss des Feldes gefunden werden.

Das Resultat aller Untersuchungen kann kurz in folgendem zusammengefasst werden:

Silberhalogensalze und lichtempfindliche Eisensalze erleiden im magnetischen Felde keine nachweisbare Änderung ihrer chemischen Zusammensetzung. Ebenso kann bei diesen Salzen weder eine Beschleunigung noch Verzögerung der photochemischen Rektionen durch das magnetische Feld nachgewiesen werden.

1) Sitzungsber. der kaiserl. Akad. der Wissenschaft. Wien 1880. Jan.

Zürich, Ende Oktober 1903.

(Eingegangen 28. Oktober 1903.)

Über die krystallinische Struktur der Metalle.

Eine verspätete Reklamation.

Von S. Kalischer.

In den Sitzungsberichten der Berliner Akademie vom 31. Juli 1902 (2. Halbband, S. 936) veröffentlichen die Herren Prof. L. Holborn und Dr. F. Henning eine Arbeit „über Zerstäubung und die Rekrystallisation der Platin-

metalle", deren zweiter Teil den Nachweis erbringen soll, dass angeblich unkrystallinische Blechstreifen dieser Metalle durch hohe Temperatur wieder krystallinisch werden. Sie weisen dies nach durch mikroskopische Abbildungen der so behandelten Metallbleche und bemerken ferner, dass die Krystallstruktur noch mehr hervortritt, wenn man die Blechstreifen mit heissem Königswasser ätzt (S. 940). Da ich nun im Jahre 1882 zwei Arbeiten veröffentlicht habe [1]), die den Verfassern trotz mehrfacher Referate über diese Arbeiten in den dem Physiker zugänglichsten, für solche Zwecke bestimmten Werken unbekannt geblieben sind, in denen aber ihre Resultate und die anderer von ihnen genannten Autoren zum grössten Teile längst vorweggenommen sind, so gestatte ich mir, wenn auch nach längerem Zögern, einiges daraus hervorzuheben.

In der Arbeit „über die Molekularstruktur der Metalle etc.", teile ich die Beobachtung mit, dass Platinblech an und für sich, also ohne geglüht zu werden, eine krystallinische Struktur besitzt, die durch Anätzen mit Königswasser nach längerer Einwirkung auch bei gewöhnlicher Temperatur, bei Erwärmung nach wenigen Minuten hervortritt. „Selbst Platinfolie von 0,025 mm Dicke, die dünnste, welche ich untersucht habe, besitzt krystallinische Struktur; das Aussehen der angeätzten Oberfläche der letzteren ist moiréartig." Andere Platinmetalle als das Platin selbst standen mir nicht zur Verfügung; wenn jedoch die Verfasser am Schluss ihrer Abhandlung bemerken, dass an ungeglühten Stellen der Platinmetalle keine Ätzfiguren erzeugt werden konnten, so kann dies in Bezug auf das Platin selbst nicht richtig sein. [2])

Die Herren Holborn und Henning haben ferner Gold- und Silberblech auf ihre Rekrystallisation untersucht und durch längeres Erhitzen bei 100° unter dem Schmelzpunkte eine solche erhalten. In meiner Arbeit heisst es darüber: „Gewalztes chemisch reines Silber, das ich in Streifen von 0,5 und 0,3 mm Dicke untersuchte, ist nicht krystallinisch, wohl aber, wenn es zur Rotglut erhitzt wird. Die Krystallisation, welche durch Anätzen mit Salpetersäure auftritt, hat ein geblümtes Aussehen ... Auch gewalztes Gold (fein) von 0,25 mm Dicke ist an und für sich nicht krystallinisch, wird es aber zur Rotglut erhitzt, so geht es in den krystallinischen Zustand über, welcher durch Anätzen mit gelinde erwärmtem Königswasser sichtbar gemacht werden kann. Selbst Goldfolie von nur 0,03 mm Dicke wird unter dem Einfluss der Wärme krystallinisch."

Die Verfasser bemerken: „Bei bearbeiteten Metallen kann man eine krystallinische Struktur durch besondere Kunstgriffe wieder zurückrufen", und verweisen auf das 1894 erschienene Buch von Behrens, „das mikroskopische Gefüge von Metallen und Legierungen", der meine Arbeiten auch nicht berücksichtigt. Ich glaube aber thatsächlich zuerst einen dieser Kunstgriffe erkannt und die Beobachtung gemacht zu haben, dass viele gewalzte Metalle durch Erwärmung in den krystallinischen Zustand zurückkehren. „Vielfach gelingt es," heisst es weiter in der Arbeit der Herren Holborn und Henning, „durch lang andauerndes Erhitzen (Anlassen) bei höherer Temperatur, wie es z. B. Ewing und Rosenhain (Phil. Trans. **195**, 279, 1900) mit Blei, Zinn, Zink und Kadmium ausgeführt haben." In Bezug auf diese Metalle in gewalztem Zustande habe ich folgendes gezeigt:

1. Zink wird durch Erwärmung auf eine Temperatur von mehr als 150° krystallinisch.

2. Kadmium verliert durch das Walzen seine krystallinische Struktur nicht völlig. Kadmiumblech von 0,19 mm Dicke ist noch krystallinisch, und es ist wahrscheinlich, dass selbst noch dünner gewalztes Kadmium seine krystallinische Struktur beibehält, da dieselbe durch Aushämmern des Bleches von eben genannter zu 0,08 mm Dicke nicht völlig vernichtet wird. Wie beim Zink kann auch hier die krystallinische Struktur, welche durch Erwärmen des Kadmiums auf 200—250° deutlicher und schöner wird, durch Ätzen mit Kupfervitriollösung leicht und rasch sichtbar gemacht werden. Auch Schwefelsäure, der einige Tropfen Salpetersäure zugesetzt werden, ist hierzu wohl geeignet.

3. Die krystallinische Struktur des gewalzten Zinns wurde ebenfalls durch Ätzen mit Kupfervitriollösung oder Säuren nachgewiesen. Wird dasselbe auf etwa 200° erwärmt, so unterscheidet sich die Krystallisation erheblich von derjenigen des vorher nicht erwärmten Zinns, indem erstere das Ansehen gewinnt, welches man als „moiré métallique" bezeichnet hat.

4. Gewalztes Blei ist krystallinisch, wie sich durch Anätzen in verdünnter Salpetersäure leicht nachweisen lässt.

So ist zu lesen in meiner Arbeit „über die

---

1) Über den Einfluss der Wärme auf die Molekularstruktur des Zinks. Carls Repert. d. Phys. **18**, 193—199; Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. **14**, 2797. — Über die Molekularstruktur der Metalle und ihre Beziehung zur elektrischen Leitungsfähigkeit. Das. 292—303 und **15**, 702—713; Polyt. Notizbl. **38**, 75—86; Journ. d. Phys. [2] **3**, 285. — Referate: Fortschr. d. Phys. **38**, [1], 136; **38**, [2], 831; Beibl. zu d. Ann. d. Phys. **6**, 441.

2) Die Beobachtung der krystallinischen Struktur des Platinbleches hat schon 20 Jahre vor mir Phipson (Jahresbericht über die Fortschr. d. Chemie 1862, S. 229) gemacht. Ich lernte diese Mitteilung freilich erst kennen, nachdem ich selbst die Beobachtung gemacht hatte. Phipson giebt an, dass er seine Platinplatte zwei Monate lang der Einwirkung eines Gemisches von Salpetersäure und Salzsäure ausgesetzt gelassen hatte. Wie oben bemerkt, genügen wenige Minuten, um die krystallinische Struktur zu erkennen.

Molekularstruktur der Metalle etc." vom Jahre 1882. Ausser den bisher genannten Metallen habe ich damals ferner untersucht: Eisen, Kupfer, Messing von verschiedener Zusammensetzung, Legierungen von Kupfer, Zink und Zinn, sogenannte Tombakbleche, zwei Sorten von „Bronze", Neusilber, Stahl, Nickel, Aluminium, Magnesium. Mit Ausnahme der vier zuletzt genannten, erwiesen sich alle diese Metalle im gewalzten Zustande entweder von vornherein mehr oder weniger krystallinisch, oder die krystallinische Struktur liess sich durch Erwärmen wieder hervorrufen. Ich sage, wieder hervorrufen, weil diese Metalle, soweit ich in der Lage war, sie zu untersuchen, im gegossenen Zustande krystallinisch sind. Dagegen habe ich am Aluminium auch in Barrenform und am Nickel in Würfeln eine krystallinische Struktur nicht nachweisen können. Kobalt ist zu spröde, um sich walzen zu lassen, aber es ist auch in Barren unkrystallinisch. Zum Nachweis der krystallinischen Struktur durch Anätzen bediente ich mich entweder direkt der Säuren oder der Fällungsmethode, wie beim Zink, Kadmium und Zinn durch Eintauchen in Kupfervitriollösung, oder des elektrischen Stromes, indem ich das Metall zur Anode in einem geeigneten Elektrolyten machte.

Das Resultat meiner Untersuchungen glaubte ich demnach dahin aussprechen zu dürfen, dass der krystallische oder krystallinische der natürliche Zustand der meisten Metalle ist, der ihnen durch mechanische Einwirkung, den einen leicht, den anderen schwer, einigen vielleicht garnicht, genommen werden kann, und in den viele von ihnen unter dem Einfluss der Wärme wieder übergeführt werden können.

Schliesslich will ich nur noch bemerken, dass ich auch Drähte einiger Metalle untersucht und u. a. gefunden habe, dass Zinkdraht durch Erwärmung auf 300°, Drähte von Platin, Gold und Silber durch Erhitzen zur Rotglut krystallinisch werden.

(Eingegangen 15. November 1903.)

BESPRECHUNGEN.

E. Gumlich, Präzisionsmessungen mit Hilfe der Wellenlänge des Lichts.[1] 4. 16 S. m. 10 Fig. Berlin, C. A. Schwetschke & Sohn. 1903. M. 1,—.

Die Abhandlung stellt sich die Aufgabe, einem breiteren Publikum einige der exaktesten Messmethoden der Physik vor Augen zu führen. Verfasser behandelt das Abbe-Fizeausche Dilatometer, die Auswertung des Normalmeters in Wellenlängen des Lichtes durch Alb. A. Michelson und die Methode der Dickenmessung und das Interferenzspektrometer von Perot und Fabry. Es ist ihm gelungen, diese eleganten und geistreichen Beobachtungsmethoden einfach und unter Zuhilfenahme nur elementarer Hilfsmittel zu erklären. Gute Abbildungen erleichtern das Verständnis.

Während die meisten populären Vorträge die Physik im Glanze ihrer Erfolge zeigen, ist diese Darstellung geeignet, Achtung und Bewunderung für die Methode ihrer Arbeit zu erwecken. H. Schwienhorst.

1) Vorträge und Abhandlungen herausgegeben von der Zeitschrift „Das Weltall" unter Leitung von F. S. Archenhold. Heft III.

(Eingegangen 15. Juli 1903.)

Fritz Thümmler, Fliehkraft und Beharrungsregler. 153 S. mit 21 Fig. Berlin, Julius Springer. 1903. M. 4,—.

Die Arbeit bezeichnet sich selbst als einen Versuch, mit Hilfe des den Technikern geläufigen Tolleschen Regulatordiagrammes die Fragen der Kraftmaschinenregulierung zu beantworten. Es gelingt dem Verfasser thatsächlich, die von Wischnegradsky, Stodola, Leauté, Lecornu und anderen gefundenen Erkenntnisse auch auf diesem Wege zu gewinnen, und es kann nicht geleugnet werden, dass die Thümmlersche Darstellung alle diejenigen befriedigen wird, die, ohne weitergehende Anwendung der Methoden der analytischen Mechanik machen zu wollen, eine Einführung in das so schwierige Gebiet der Kraftmaschinenregulierung wünschen. Dagegen muss betont werden, dass eine Beurteilung komplizierterer Regulieranordnungen, wie Turbinen mit Servomotorregler, sowie die genauere Diskussion unstetiger Regulierungsvorgänge unter Berücksichtigung der Eigenreibung von Maschine und Regulator stärkere Mittel notwendig machen, als die hier gebotenen. Doch scheint dem Referenten eine Ausdehnung der Regulatortheorie nach dieser Richtung, die vom Verfasser Th. übrigens nur angedeutet wird, vorläufig nicht am Platze zu sein, solange nicht die bisher erhaltenen theoretischen Ergebnisse durch eingehende Versuche mit dem wirklichen Verhalten der Maschinen verglichen sind.

W. Hort.

(Eingegangen 28. August 1903.)

B. Donath, Physikalisches Spielbuch für die Jugend, zugleich eine leichtfassliche Anleitung zu selbständigem Experimentieren und fröhlichem Nachdenken. gr. 8. XVI u. 547 S. mit 156 Abbildungen. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1902. Gebdn. M. 6,—.

Ein allerliebstes Buch ist hier geschaffen, zunächst für die deutsche Jugend bestimmt,

aber geeignet, in ihr eine Saat zu säen, die reiche Früchte für die reifen Jahre verspricht. Der Verfasser versteht es, mit einem meisterhaften pädagogischen Geschick, seine jungen Leser zum Experimentieren und „fröhlichen Nachdenken" anzuleiten, Unterhaltung und Belehrung, Spiel und Arbeit so ineinander zu verschmelzen, dass ein bleibender Gewinn, eine dauernde Schulung des physikalischen Instinktes, der folgerichtigen Erfassung und Ordnung äusserer Erlebnisse erreicht wird. Dabei wird die Klippe glücklich vermieden, an der diese Art des Unterrichtes auch in der Schule oft scheitert; das Experiment verliert sich nirgendwo in leere Spielerei, sondern bleibt eine zielbewusste Fragestellung an die Natur, wenn auch in der Form des Spiels. Alle Apparate werden mit einfachsten Mitteln selbst gefertigt, die Anleitung hierzu ist ebenso trefflich, wie der ganze Aufbau des Buches und die Diskussion der Versuche. Der frische fröhliche Zug der Darstellung sei noch besonders gerühmt, der den jungen Experimentator zum thätigen Anfassen hinreisst. Auch der erwachsene Physiker findet manche wertvolle Anregung für seine Demonstrationen in dem Buche. Auffällig erscheint mir auf S. 280 die Schreibweise „Fixierspiegel". Sollte nicht „Vexierspiegel" die richtige Etymologie sein?

H. Th. Simon.

(Eingegangen 1. September 1903.)

A. Reychler, Physikalisch-chemische Theorien. Nach der dritten Auflage des Originals bearbeitet von Dr. B. Kühn. gr. 8. XII und 389 Seiten. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1903. Mk. 9,—.

Das französische Original des vorliegenden Werkes hat in wenig Jahren drei Auflagen erlebt und dadurch seine Brauchbarkeit dokumentiert. Ob bei der grossen Anzahl vorzüglicher deutscher Bücher über physikalische Chemie ein Bedürfnis vorlag, ein ausländisches Werk ins Deutsche zu übersetzen, lässt sich vielleicht bezweifeln, doch ist die Anordnung des Stoffes so eigenartig, dass die Übersetzung sich immerhin rechtfertigen lässt. Das Werk soll keineswegs ein ausführliches Lehrbuch, sondern mehr eine Art einfacher Einführung in die physikalische Chemie sein. Es zerfällt in fünf Hauptteile, von denen die drei letzten sich eng dem belgischen Originale anschliessen, während der zweite und besonders der erste Teil freier bearbeitet sind. Teil I behandelt die Grundgesetze, Teil II den gasförmigen, flüssigen und festen Aggregatzustand und die Lösungen. Teil III zerfällt in die Abschnitte Thermochemie, Elektrochemie und Natur der Salzlösungen, Teil IV umfasst die chemische Mechanik mit den Unterabschnitten: Gleichgewichtszustände, Reaktionsgeschwindigkeit, Dissoziationsgrad und chemische Affinität und Fortsetzung zum Studium der Gleichgewichte. Der letzte Hauptteil behandelt die Thermodynamik in allgemeinen Betrachtungen und Anwendungen. Unrichtigkeiten sind dem Referenten nicht aufgefallen ausser der Betrachtung über die Wasserzersetzung durch Elektrolyse auf den letzten Seiten des Buches. Emil Bose.

(Eingegangen 19. September 1903.)

Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. XVI. bis XIX Reihe. Herausgegeben von A. J. v. Oettingen. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Heft 134 (XVI. und XVII. Reihe) 103 S. mit 18 Fig. im Text. Mk. 1,60 und Heft 136 (XVIII. und XIX. Reihe). 59 S. mit 11 Fig. im Text. M. 1,20. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1903. M. 2,80.

Die vorliegenden beiden Bändchen von Ostwalds Klassikern liefern die Fortsetzung von Faradays ausgezeichneten Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. In dem ersten der Hefte, in den Untersuchungsreihen XVI und XVII, tritt Faraday, wie schon in der sechsten bis achten Reihe seiner Untersuchungen in den Kampf zwischen chemischer Theorie und Kontakttheorie der galvanischen Ströme ein und kämpft mit grosser Energie und unter Entwickelung all seiner Hilfsmittel gegen die Kontakttheorie. Nur die chemische Theorie der Voltaschen Ströme macht die Erscheinungen verständlich und erspart die Einführung zahlreicher, zum Teil sehr unwahrscheinlicher Annahmen. Zweifellos würden diese Untersuchungen Faradays der Kontakttheorie schon weit früher den Todesstoss versetzt haben, als es so geschehen ist, wenn Faraday mehr Freude am nachdrücklichen Polemisieren gehabt und die elektrometrischen Versuche der Kontakttheoretiker in ihrer ganzen Schwäche gründlich blossgestellt hätte. Die mehr chemische Art von Faradays Beweisführung machte auf die Physiker der damaligen Zeit nur wenig Eindruck.

Die XVIII. Reihe von Faradays Untersuchungen, mit welcher das zweite der neuerschienenen Heftchen beginnt, handelt von der Elektrizitätserregung durch Reibung von Wasser und Dampf an anderen Körpern, behandelt also die Dampfelektrisiermaschine. Reihe XIX endlich enthält Faradays grundlegende Arbeit über die elektromagnetische Drehung der Polarisationsebene, eine der interessantesten aus der grossen Reihe von Faradays Entdeckungen. Der Titel der Arbeit: „Über die Magnetisierung des Lichtes und die Belichtung der Magnetkraftlinien" ist etwas unverständlich, wie auch ein Teil der Abhandlung in sehr schwer fasslicher Form geschrieben ist. Bewundernswert ist hier

wie stets an den Faradayschen Arbeiten die phänomenale experimentelle Begabung, die überall zu Tage tritt. Emil Bose.

(Eingegangen 19. September 1903.)

A. Frhr. v. Hübl, Die Ozotypie. Ein Verfahren zur Herstellung von Pigmentkopieen ohne Übertragung. (Encykl. d. Phot. Nr. 47). 8⁰. 44 S. Halle, Wilhelm Knapp. 1903. 2 Mk.

Die Ozotypie ist ein Pigmentverfahren, bei dem das Chrombild auf dem Übertragspapier hergestellt wird, welches beim nachherigen Aufquetschen des Pigmentpapiers die Gelatine teilweise unlöslich macht und festhält. v. Hübl stellt hier eine Theorie auf und giebt Anleitung zur Arbeit, in der Meinung, das Verfahren könne eine anwendbare Kopiermethode abgeben. Die Theorie steht noch keineswegs fest genug und insofern hat die Sache einiges Interesse; für wissenschaftliche Zwecke scheint die Ozotypie wegen der unvermeidlichen Unschärfe dauernd unbrauchbar; der Name rührt daher, dass der Erfinder Manly die Gerbung der Gelatine für Ozonwirkung hielt, was natürlich falsch ist. Auf die Verwandtschaft mit Ostwald-Gros' Katatypie, bei der das ursprüngliche Bild aus teilweise reduziertem Wasserstoffsuperoxyd besteht, sei im Vorbeigehen vom Ref. hingewiesen. E. Englisch.

(Eingegangen 27. September 1903.)

F. Stolze, Chemie für Photographen. Unter besonderer Berücksichtigung des photographischen Fachunterrichtes. (Encykl. d. Phot. Nr. 46.) 8⁰. 179 S. Halle, Wilhelm Knapp. 1903. 4 Mk.

Zusammenstellung des photographisch Wichtigsten aus der Chemie für Fortbildungsschulen. E. Englisch.

(Eingegangen 27. September 1903.)

A. Classen, Ausgewählte Methoden der analytischen Chemie. II. Band. Unter Mitwirkung von H. Cloeren. gr. 8. Mit 133 Abbildungen und 2 Spektraltafeln. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1903. Geb. 20 Mk.

Durch das Erscheinen des vorliegenden Bandes wird das dankenswerte Unternehmen des Verfassers, eine umfangreiche Auswahl analytischer, für die Praxis brauchbarer Methoden zu treffen, zum Abschlusse gebracht. Der Inhalt des Bandes gliedert sich in folgende Kapitel: Sauerstoff, Ozon, Wasserstoff, Wasserstoffsuperoxyd, Schwefel, Chlor, Brom, Jod, Fluor, Stickstoff, Explosivstoffe, Argon, Helium, Phosphor, Bor, Silicium, Kohlenstoff, Kohlenoxyd, Kohlendioxyd, Percarbonate, Cyanwasserstoff, Elementaranalyse organischer Verbindungen. Die Behandlungsweise ist derart gestaltet, dass zunächst die allgemeinen Eigenschaften, sodann der qualitative und quantitative Nachweis und schliesslich spezielle Methoden fur bestimmte Fälle angegeben sind. Diese letzten sind in ausgedehntem Masse berücksichtigt, wodurch dieser Band, ebenso, wie der erste, den Bedürfnissen des Praktikers weitgehend entgegenkommt. So wird beispielsweise in dem Kapitel „Wasserstoff" die Analyse des Wassers und der Mineralwasser eingehend berücksichtigt, in dem Kapitel „Schwefel" die technische Schwefelsäureanalyse; ferner die Untersuchung von Düngemitteln, von Carbiden, von Produkten der Gasindustrie und anderes. Dem Einteilungsprinzipe entsprechend sind die gewichtsanalytischen, titrimetrischen und volumetrischen Methoden nebeneinander abgehandelt. Die letzteren sind der Natur der Sache nach besonders eingehend erörtert in den Artikeln: Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff und besonders Cyanwasserstoff, unter welcher Überschrift auch die Analyse des Methans und anderer Leuchtgasbestandteile beschrieben ist. Die in dem Werke vorliegende Zusammenstellung des reichen Materiales kann demnach in vielen Fällen von der Benützung spezieller Bücher über Gewichts-, Titrir- oder Gasanalyse unabhängig machen und wird seiner Bestimmung gemäss als Hilfsmittel in technischen und wissenschaftlichen Laboratorien verschiedenster Gattung verdiente Schätzung finden.

Die Darstellung hält sich fast durchweg von theoretischen Betrachtungen frei; dementsprechend macht auch die Ausdrucksweise unseren neueren wissenschaftlichen Anschauungen kaum jemals Konzessionen. So sehr auch diese weitgehende Ignorierung in einem Lehrbuche der analytischen Chemie zu beklagen wäre, so annehmbar andererseits bei einer Methodensammlung scheint sie. In manchen neueren litterarischen Erscheinungen ist die Ionennomenklatur in extremer und ängstlicher Sorgfalt auch dort durchgeführt, wo der Zusammenhang eine derartige Prononzierung nicht erfordert. Im Hinblick hierauf und zu Gunsten der in dem vorliegenden Werke befolgten Methode möchte der Referent auf den folgenden Ausspruch von Berzelius hinweisen: „Einige Chemiker haben geglaubt, man müsse, um recht konsequent zu sein, die alten Namen der Alkalien und Erden nach den neuen Namen des Metalls auf die Art ändern, dass man statt Kali Kaliumoxyd, statt Kalkerde Calciumoxyd sagen solle; indes kann man dabei argwöhnen, dass hierbei weniger ein Bestreben nach strenger Konsequenz zu Grunde liege, als vielmehr die Sucht, in Ermangelung anderer Mittel, durch neue Wörter Aufsehen zu erregen. Es wäre gewiss ebenfalls prinzipgemäss, Wasserstoffoxyd statt Wasser

zu sagen; so weit indessen hat es keiner versucht, diese unnütze Konsequenz zu treiben."

W. Biltz.

(Eingegangen 7. Oktober 1903.)

Wilhelm Wundt, Gustav Theodor Fechner. Rede zur Feier seines hundertjährigen Geburtstages. gr. 8. 92 S. mit Beilagen und 1 Abbildung des Fechnerdenkmals. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1901. Mk. 2,—.

Leben und Arbeit Fechners sind in neuerer Zeit mehrfach ausführlich geschildert worden. Hier wird von dem dazu Berufensten das Wesentliche in formschöner und eindrucksvoller Rede zusammengefasst. Der leitende Gedanke dabei ist, den Beziehungen nachzugehen, die zwischen den Arbeiten Fechners auf den Gebieten der exakten Forschung und jener eigenartigen Weltanschauung bestehen, die uns in seinen allgemeinen Werken entgegentritt. Es ergiebt sich als Resultat von allgemeinem Interesse, dass es Fechner — nachdem er seine Weltanschauung gefunden hat — immer nur um diese zu thun war. Nicht sein Ziel, nur die Taktik seines Vorgehens hatte er geändert, als er vom Zendavesta sich zur Psychophysik wandte. Denn auch diese war für ihn nichts anderes, als der umfassendste und gründlichste Versuch, den er unternommen, die in dem Zendavesta entworfene Weltanschauung nach der Seite der von ihr geforderten Beziehungen zwischen körperlicher und geistiger Welt exakt zu begründen. Die Weiterentwickelung der Psychophysik freilich hat sich um Fechners metaphysische Spekulationen so wenig gekümmert, wie die Astronomie um die Phantasien Keplers, die ihn bei der Aufstellung seines dritten Gesetzes leiteten.

A. Coehn.

(Eingegangen 14. Oktober 1903.)

W. Borchers, Elektro-Metallurgie. Die Gewinnung der Metalle unter Vermittlung des elektrischen Stromes. Dritte, vermehrte und völlig umgearbeitete Auflage. Zweite Abteilung. gr. 8. S. 289—578 mit 86 Textabbildungen. Leipzig, S. Hirzel. 1903. Preis des vollständigen Werkes M. 20,—.

Seit dem Erscheinen der zweiten Auflage dieses schon rühmlichst bekannten Buches sind in der Elektrometallurgie grosse Fortschritte gemacht worden. Dieser Entwickelung entsprechend ist die dritte Auflage bedeutend erweitert und viele Kapitel sind zum Teil weitgehend umgearbeitet.

Die vorliegende zweite Abteilung umfasst die Gewinnung der Schwermetalle ausser Kupfer und Nickel, die schon in der ersten Abteilung besprochen wurden. Die Anordnung des Stoffes ist sehr übersichtlich. Die Eigenschaften und das Vorkommen der Metalle werden erwähnt, die hüttenmännische Gewinnung kurz beschrieben, und dann die elektrothermischen und elektrolytischen Verfahren und Vorschläge zur Gewinnung und Reindarstellung der Metalle eingehend besprochen und kritisiert. Besonders erschöpfend ist die Behandlung der jetzt so wichtigen elektrolytischen Scheidung der Edelmetalle.

In einem Anhang ist die Geschichte des Calciumcarbids dargestellt und die Herstellung der Metallcarbide erwähnt.

Der Verfasser ist bemüht gewesen, den Errungenschaften der letzten und allerletzten Zeit Rechnung zu tragen. Da die elektrochemische Technik mit Veröffentlichungen sehr sparsam sein muss, war der Verfasser gezwungen, durch zahlreiche Laboratoriumsversuche die oft widersprechenden Litteraturangaben nachzuprüfen, um über die Verhältnisse in der Praxis einige Klarheit zu schaffen. In diesem seinem Bestreben, eine vollständige und erschöpfende Darstellung zu bringen, ist der Verfasser von angesehenen Fachgenossen unterstützt worden, die sowohl Betriebsergebnisse als Versuchsresultate in vorbildlicher Weise und in ausgedehntem Masse zur Verfügung gestellt haben. Besonders die Kapitel über Edelmetallscheidung und Eisendarstellung sind dadurch sehr interessant und reichhaltig geworden; dem Buche ist durch diese Beiträge noch grösserer Wert gegeben.

Die erwähnte Schwierigkeit, aus der elektrochemischen Technik zuverlässige Angaben zu erhalten, hat den Verfasser genötigt, seine Urteile auf Grund von Laboratoriumsversuchen abzugeben. Ohne mit dessen Schlussfolgerungen immer einverstanden zu sein, muss man doch die grosse Arbeit und die weitgehenden Kenntnisse des Verfassers vollauf anerkennen. Aber abgesehen von dem Wert dieser vielfach benutzten Grundlage ist es fraglich, ob die Registrierung der vielen mehr oder weniger resultatlosen Versuche in den Rahmen eines Lehrbuches passen. Andererseits geht die allerdings sehr schwierige, kritische Auswahl etwas zu weit, um dem Buche den vollen Wert als Handbuch beilegen zu können. Um nur ein Beispiel herauszunehmen, ist unter Zink das theoretisch ganz interessante Verfahren von Darmstädter nicht erwähnt. Auch hat der Verfasser für das Verfahren von de Laval keinen Platz gefunden, und es wird doch jetzt bekanntlich im grossen danach gearbeitet. Bei dieser Gelegenheit möchte Ref. nicht unterlassen, auf die Besprechung des Patentes Dorsemagen hinzuweisen, in welcher durch eine wenig glückliche Redaktion der Anschein erweckt wird, dass die Reduktionstemperatur der Kieselsäure sich von der des Zinkoxyds kaum unterschiede; in Wirklichkeit liegt sie aber bedeutend höher.

Bei der ständig anschwellenden Menge von Thatsachenmaterial aus der Elektro-Metallurgie würde es dem Buche nur vorteilhaft sein, wenn Ergebnisse von Laboratoriumsversuchen nur soweit Berücksichtigung finden werden, als sie Einfluss auf die Technik haben oder gehabt haben. Hier die Grenze zu treffen ist schwer und der Verfasser hat absichtlich vieles aufgenommen, da ja auch misslungene Versuche, wie er selbst bemerkt, sehr lehrreich sind.

Die früheren Auflagen der „Elektrometallurgie" von dem bekannten Fachmanne haben sich schon viele Freunde erworben. Die jetzt vollständig erschienene dritte Auflage wird nicht verfehlen, diese zu erhalten und neue zu finden. Das Buch kann denjenigen, die sich über den jetzigen Stand der Elektrometallurgie orientieren oder einzelne Gebiete derselben studieren wollen, nicht genügend empfohlen werden.

Von dem Verlag ist das Buch gut und solid ausgestattet. Erling Nilsen.

(Eingegangen 5. November 1903.)

Heinz Bauer, Telegraphie ohne Draht, Röntgenstrahlen, Teslalicht. Eine Einführung in die neueren elektrophysikalischen Forschungen und deren praktische Ausgestaltung. 8°. 230 S. mit 98 Abbildungen. Berlin, Carl Duncker. 1903. M. 4.—.

Das Buch will „den Technikern, Lehrern und Studierenden eine kleine Grundlage schaffen, von der aus sie, ohne zu weit zurückgreifen zu müssen, in das Spezialstudium eintreten können, dem Laien aber einen ausreichenden Überblick gewähren über die bisherigen Resultate" auf den in der Überschrift bezeichneten Gebieten. Besonders letzteres wird es jedenfalls gut erfüllen, da das Buch sehr elementar gehalten ist und durch geschickt gewählte Bilder aus der Mechanik, Akustik, Optik, auch die komplizierteren elektrischen Vorgänge in einer dem Laien verständlichen Form vorträgt. Grosse Sorgfalt ist auch der durch zahlreiche Abbildungen unterstützten Beschreibung der Apparate gewidmet.

Im ersten Teile des Buches behandelt der Verfasser Entstehung und Wesen elektrischer Wellen und giebt eine eingehende Beschreibung der verschiedenen Systeme der drahtlosen Telegraphie; auch die neuen Versuche von Fessenden sind — in einem besonderen Nachtrag — besprochen. Der zweite Teil bespricht in historischer Reihenfolge, mit den ältesten Beobachtungen an Geisslerröhren beginnend, die Kathodenstrahlen, Röntgenstrahlen und die Becquerelstrahlen und schliesst mit einer ausführlichen Beschreibung der neuesten Röntgenstrahlen-Instrumentarien. Der dritte Teil behandelt die bekannten Teslaversuche.

In Anmerkungen giebt der Verfasser kurze Lebensbeschreibungen der bedeutendsten Forscher auf den betreffenden Gebieten und für einige Erscheinungen kurze mathematische Erläuterungen. M. Reich.

Christian Huyghens, Abhandlung über das Licht, worin die Ursachen der Vorgänge bei seiner Zurückwerfung und Brechung und besonders bei der eigentümlichen Brechung des isländischen Spathes dargelegt sind. Herausgegeben von E. Lommel. Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Heft 20, 2. Auflage, durchgesehen und berichtigt von A. J. v. Oettingen. 8. 115 S. m. 57 Fig. Leipzig, W. Engelmann. 1903. M. 2.—

Es ist eine besonders glänzende Bestätigung für den hohen Wert der Klassikerausgaben, dass schon das Bedürfnis nach zweiten Auflagen sich geltend macht, und es bedarf kaum der Worte, um an dieser Stelle auf die hohe Bedeutung der vorliegenden grundlegenden Abhandlung zur Wellentheorie des Lichtes hinzuweisen. Ausser der von Huyghens selbst seiner Abhandlung vorausgeschickten Vorrede finden wir in den sechs Hauptabschnitten des Büchleins behandelt: 1. Die geradlinige Ausbreitung der Strahlen; 2. Die Reflexion; 3. Die Brechung; 4. Die atmosphärische Strahlenbrechung; 5. Die eigentümliche Brechung des isländischen Spathes, und 6. Die Gestalt der durchsichtigen Körper, welche zur Brechung und Zurückwerfung dienen. Die angehängten biographischen Notizen über Huyghens, sowie die Anmerkungen zur Abhandlung sind von dem Herausgeber der ersten Auflage, E. Lommel, abgefasst, die zweite Auflage wurde durchgesehen und berichtigt von A. J. v. Oettingen. Emil Bose.

(Eingegangen 19. September 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden Dr. Klüss zum etatsmässigen Chemiker an der Bergakademie in Berlin und der Privatdozent der Mech. Techn. Dr. Osann an der Bergakademie in Berlin zum etatsmässigen Professor an der Bergakademie Clausthal, der Privatdozent der Chemie an der Universität Königsberg, Professor Dr. Kippenberger, und Professor Dr. Georg Frerichs von der Technischen Hochschule in Braunschweig zu a. o. Professoren für Chemie an der Universität Bonn.

In Brünn habilitierte sich Dr. Ehrenfeld an der deutschen technischen Hochschule für analytische Chemie, in Breslau Dr. W. Berndt für Physik.

Professor Hittorf-Münster hat die Royal Society in London die Hughes-Medaille verliehen für die Untersuchung der Erscheinungen, die bei elektrischen Entladungen in Gasen und Flüssigkeiten zu Tage treten, sowie für Untersuchungen der Spektren von Gasen unter den gleichen Bedingungen.

Die Royal Meteorological Society in London verlieh dem Hofrat Professor Dr. Julius Hann die goldene H. J. Simons-Medaille.

Für die Redaktion verantwortlich E. Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 30. 15. Dezember 1903. 4. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 1 des V. Jahrganges am 22. Dezember 1903.

INHALT.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Anwendung der Thermosäule im Ultraviolett.

(Zweite vorläufige Mitteilung.)

Von A. Pflüger.

Auf S. 614 d. Jahrgangs habe ich mitgeteilt, dass es mir gelungen ist, mit Hilfe einer empfindlichen Thermosäulenanordnung die Energie der Linien in den ultravioletten Funkenspektren der Metalle mit grosser Genauigkeit zu messen. Ich erhielt damals mittels einer Quarzoptik noch bei der Wellenlänge 214 $\mu\mu$ kräftige Ausschläge des Galvanometers (220 Skalenteile).

Inzwischen habe ich, unter Benutzung von Flussspat, den Bereich der Messbarkeit noch erheblich weiter ausdehnen können. Die Aluminiumlinien bei 186 $\mu\mu$ geben Ausschläge von 200 Skalenteilen, bei einer Spaltbreite von 20 Angström. Bei gleicher Spaltbreite erhält man mit verschiedenen anderen Metallen, im ganzen Bereich zwischen 214 bis 186 $\mu\mu$, Ausschläge bis zu mehreren Hundert Skalenteilen, so dass der Ausführung exakter Intensitätsmessungen im gesamten Ultraviolett, bis zur Durchsichtigkeitsgrenze der Luft (bei etwa 180 $\mu\mu$) nichts mehr im Wege steht. Weiter zu kommen, wird zweifellos gelingen mittels eines Vakuumspektrographen, oder dadurch, dass man die ganze Spektralanordnung in ein durchsichtiges Gas (Wasserstoff, event. auch Stickstoff) bringt, eine Aufgabe, mit deren Lösung ich zur Zeit beschäftigt bin.

Meine Versuchsanordnung besteht in einer, hinter einem verstellbaren Spalte befindlichen, Rubensschen Thermosäule in der Brennebene des Fernrohrs eines Spektrometers, sowie einem empfindlichen Galvanometer (1 Skt. pro $3 \cdot 10^{-10}$ Ampère). Der Funke wird direkt vor den Kollimator-Spalt gestellt, oder auch ein Bild desselben darauf entworfen.

Dass die Energie der ultravioletten Metalllinien genügt, um bei dieser Empfindlichkeit derartig grosse Ausschläge des Galvanometers [1]) zu bewirken, ist eine im höchsten Masse überraschende Thatsache.

Man hat bisher wohl ganz allgemein die Empfindlichkeit der photographischen Platten über-, die Intensität der Linien unterschätzt. Ein Beispiel möge genügen. Über das Kupferspektrum berichten die Herren Eder und Valenta, in Übereinstimmung mit Erfahrungen, wie sie die Herren Hagenbach und Konen im hiesigen Institut gemacht haben, dass die Photographie der Linien unterhalb 220 $\mu\mu$ mittels Rowlandscher Gitter eine vielstündige Exposition, und mittels lichtstarker Quarzspektrographen Expositionen bis zu einer halben Stunde erfordert. Mit der Thermosäule erhält man dagegen bei einer Spaltbreite von 1 Minute, wobei Linien von 5 Angström Differenz getrennt werden, noch für die Linie 199,9 ca. 10 Skalenteile Ausschlag.

Ferner hat man vergleichende Intensitätsschätzungen in den Funkenspektren bisher, mangels einer anderen Methode, aus dem Anblick der Platten gewinnen müssen. Zu welch falschen Resultaten man dabei gelangen kann, zeigt das Beispiel des Aluminiums. Die Herren Eder und Valenta schätzen die Intensität der Linien bei 199 und 193 erheblich höher, als die der Liniengruppe bei 186. In Wirklichkeit ist die Sache gerade umgekehrt. Eine rohe Messung ergiebt, dass die Liniengruppe 186 wahrscheinlich die stärkste im ganzen Spektrum, und jedenfalls erheblich stärker als 199 und 193 ist.

Zum Betriebe der Funkenstrecke dient ein 25 cm Induktor mit parallel geschalteter Ley-

1) Zum Vergleich diene, dass ein kleiner Nernstscher Glühkörper unter im übrigen nahezu gleichen Verhältnissen, bei 670 $\mu\mu$, also in einem Spektralbereich hoher Energie, etwa 30 Skalenteile Ausschlag giebt.

dener Flasche. Dieser Teil der Versuchsanordnung ist nur insofern merkwürdig, als ich einen einfachen Hammerunterbrecher Deprezscher Konstruktion benutze. Es zeigt sich, dass die Konstanz des Funkenlichtes bei diesem Unterbrecher für viele Metalle völlig ausreichend ist. Die Differenzen der Ausschläge können auf 1 bis 2 Prozent herabgedrückt werden. Zweifellos ist diese, gleichfalls sehr überraschende Thatsache darauf zurückzuführen, dass die Thermosäule relativ langsam reagiert, und darum nur die Mittelwerte der auftreffenden Strahlung in der Zeit registriert. Man muss nur die einfache und selbstverständliche Vorsichtsmassregel gebrauchen, die Metalle nicht zu schnell sich korrodieren oder oxydieren zu lassen. Man misst darum (insbesondere bei leicht oxydierbaren Metallen) zweckmässig, indem man für jede Ablesung den Funken durch Schliessen des Primärkreises „anzündet". Es zeigt sich dann, dass der erste Ausschlag während einer ganzen Reihe von Anzündungen konstant bleibt.

Bezüglich aller Einzelheiten sei auf die demnächst erscheinenden ausführlichen Mitteilungen verwiesen, in denen ich über das Ergebnis der Versuche bei noch kürzeren Wellenlängen, sowie über die Absorption verschiedener fester Körper und Gase, und über die Energieverteilung in den untersuchten Spektren berichten werde.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 22. November 1903.)

Ein Demonstrationsversuch zum Nachweis ultraroter Strahlen.

Von F. Giesel.

Als Selektionsfilter für die ultraroten, resp. Wärmestrahlen wendet man bekanntlich eine Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff oder noch bequemer eine $^1/_2$ bis 1 mm dicke Hartgummiplatte an. Zum Nachweis der durch eine solche Platte gehenden unsichtbaren Strahlen eignet sich vorzüglich ein Sidotblendenschirm, welcher, durch Licht von kürzerer Wellenlänge erregt, äusserst empfindlich gegen Licht grösserer Wellenlänge ist, indem die Phosphoreszenz ausgelöscht wird. Der Schirm reagiert bereits, wenn derselbe durch Auerlicht erregt wird und dann, zum Teil bedeckt, dem mehr roten Licht einer Petroleumlampe ausgesetzt wird. Deutlicher noch gestaltet sich der Versuch, wenn der Schirm durch Bogenlicht unter Zuhilfenahme eines Jenenser Blauviolettglases erregt wird, dann unter Zwischenschaltung einer Schablone aus schwarzem Papier, mit der Hartgummiplatte bedeckt, kurze Zeit derselben Lichtquelle ausgesetzt wird. Die vom Papier bedeckten Stellen zeigen noch die normale Phosphoreszenz, während die von demselben entblössten Stellen so gut wie abgedunkelt sind.

Das dem Auslöschen der Phosphoreszenz vorangehende Anfachen kann hierbei nicht beobachtet werden. Hierzu sei folgende Anordnung empfohlen:

Die Öffnung einer Bogenlampen-Projektionslaterne wird durch eine Hartgummiplatte geschlossen. Die austretenden dunklen Strahlen sammelt man mit einer Linse, oder noch besser mit einem Hohlspiegel[1]) auf dem möglichst im Brennpunkte befindlichen Schirm. Das verstärkte, wenn auch kurze Aufleuchten des erregten Sidotblendenschirmes an den vom unsichtbaren Flammenbilde bestrichenen Stellen ist deutlich sichtbar und macht sehr bald der starken Ermüdung Platz. Ein Schirm mit Balmainfarbe leuchtet ebenso schön auf und zeigt das Phänomen sehr lange, während das Abklingen sehr spät eintritt und weniger deutlich ist.

Eine eingeschaltete Wasserkuvette verhindert weder, noch schwächt sie merklich das Eintreten der Erscheinung, dagegen absorbiert das erwähnte Blauviolettglas die ultraroten Strahlen. Aluminiumfolie an Stelle des Hartgummis schneidet jegliche Wirkung des Bogenlampenlichtes auf die erregten Phosphore ab.

Entwirft man (ohne Filter) mit einem Quarz-, zur Not auch Glas-System ein Bogenlichtspektrum auf den vorbelichteten Zinksulfid (Sidotblende)-Schirm, so ist nach Abdunkelung ein prachtvolles Erregungs- resp. Auslöschungs-Spektrum gegenüber dem mässig hellen Grunde sichtbar; nach Massgabe der Absorptionsverhältnisse des Zinksulfids. Dasselbe umfasst nicht nur den grössten Teil des Ultraviolett, sondern erstreckt sich auch sehr weit ins Ultrarot. Durch Kontakt mit einer Erythrosin-Bromsilberplatte kann das Phosphoreszenzspektrum festgehalten werden.[2])

1) Hohlspiegel ist deshalb vorzuziehen, weil der Schirm dem Strahlengang ab- und dem Beschauer zugewendet ist.

2) Siehe A. Dahms, Erscheinungen der Phosphoreszenz. Habilitationsschrift, 1903.

(Eingegangen 24. November 1903.)

Über die Frage der Widerstandsänderung von wässerigen Salzlösungen durch Bestrahlung.[1])

Von Kurt Regner.

In den Proceedings of the Cambr. Phil. Soc. **11**, 1902 hat Herr Cunningham eine Arbeit „On an attempt to detect the ionisation of solutions by the action of light and Röntgen rays" veröffentlicht. Seine Untersuchungen haben für Bestrahlung mit einem an ultravioletten Strahlen reichen Lichtbogen eine äusserst geringe Vermehrung der Leitfähigkeit ergeben: sie lag stets unter 1 Proz., scheint aber immer-

1) Auszug aus der Greifswalder Dissertation vom Sommersemester 1903.

hin bemerkbar, wenn auch nicht zuverlässig messbar gewesen zu sein. Stärkere Wirkungen wurden mit Röntgenstrahlen erhalten; bei einer konzentrierten Lösung von Hofmanns Violett ergab sich z. B. eine Zunahme der Leitfähigkeit von 3,7 Proz., bei verdünnter Lösung von Hofmanns Violett betrug die Zunahme 3,44 Proz., bei solcher von kolloidalem Silber 0,8 Proz. und bei ammoniakalischer Silberchloridlösung 0,25 Proz.

Da Untersuchungen, mit denen ich in der gleichen Richtung zur Zeit des Erscheinens der genannten Arbeit beschäftigt war, zu durchaus abweichenden Resultaten geführt haben, so sei es gestattet, über meine Arbeit hier in Kürze zu berichten.

Die Versuchsanordnung ist in der Hauptsache die gleiche wie bei Herrn Cunningham gewesen. Vor allem wurden die Lösungen stets in Schichten von solcher Dünne angewendet, dass die betreffende Strahlung die ganze Flüssigkeitsschicht in noch merklicher Weise durchdrang. Der Widerstand wurde mit der Wheatstoneschen Brücke, und zwar — abweichend von der Anordnung des Herrn Cunningham — mit Induktorium und Telephon gemessen. Es wurde vor allem darauf geachtet, ein möglichst scharfes Minimum zu erhalten, und da sich dies bei Verwendung von Rheostaten zu Vergleichswiderständen als unerreichbar ergab, sobald die Elektroden sehr klein und ihr Abstand sehr gering war, so wurden in solchen Fällen Flüssigkeitszellen von annähernd derselben Beschaffenheit, wie die zu bestrahlende Zelle, als Vergleichswiderstände verwendet. Die erreichte Genauigkeit war in allen Fällen so, dass eine Widerstandsänderung von 0,1 Proz. noch mit Sicherheit hätte gemessen werden können.

1. Bei meinen Versuchen mit ultravioletten Lichte diente als Strahlenquelle eine Handbogenlampe, in deren positive Kohle ein starker Aluminiumstift eingesetzt war. Das Vorhandensein einer starken ultraviotten Strahlung von den Eigenschaften, wie sie Lenard beschrieben hat[1]), wurde durch die Wirkung des Bogenlichts auf einen Dampfstrahl nachgewiesen. Die Messzelle stand 7—8 cm von der Bogenlampe, dazwischen ein Metallschirm mit Quarzfenster. Um die direkte Wärmewirkung des Lichtbogens auf die zu untersuchende Flüssigkeitsschicht möglichst zu eliminieren, liess ich die betreffende Lösung andauernd durch die Zelle strömen. Zu dem Zwecke, und weil schon sehr dünne Schichten vieler Flüssigkeiten die Strahlen völlig absorbieren, also nur dünnste Schichten untersucht werden durften, war das Messgefäss folgendermassen eingerichtet worden: Eine rechteckige, 0,5 mm starke Quarzplatte und eine ebensolche Glasplatte wurden an den kurzen Seiten des Rechteckes so zusammen gekittet, dass zwischen ihnen ein Schlitz von 0,13 mm Weite entstand. In den Boden eines Gefässes wurde ein Spalt geschnitten, und in diesen jenes schlitzartige Hohlgefäss genau passend eingekittet. Aus einer Mariotteschen Flasche strömte in das so hergerichtete Gefäss die Lösung herein, unten, durch den Schlitz im Boden wieder hinaus und in ein anderes hinein, das schon vollständig mit derselben Lösung gefüllt und so aufgestellt war, dass der Flüssigkeitsspiegel gerade den unteren Rand des Schlitzes berührte. Aus diesem Gefäss wurde die Lösung dann durch einen genau abgepassten Heber derart abgesaugt, dass der Flüssigkeitsspiegel konstante Höhe behielt. In dem oberen Gefäss befand sich die eine und im unteren die andere Elektrode, die beide aus platinierten Platinnetzen bestanden. — Da ein eventueller Effekt am ersten bei solchen Lösungen zu erwarten war, die eine im Verhältnis zur Anzahl der bereits dissoziierten Moleküle möglichst grosse Zahl noch undissoziierter Moleküle enthalten, so wurden gesättigte Kochsalzlösung und gesättigte Sublimatlösung untersucht; bei keiner von beiden aber war ein Einfluss der Bestrahlung auch nur andeutungsweise nachzuweisen, so dass die Widerstandsänderung jedenfalls 0,1 Proz. nicht erreicht.

2. Für die Untersuchungen mit Röntgenstrahlen wurde folgende Form der elektrolytischen Zelle gewählt: Ein Paraffinblock enthielt in zwei Höhlungen die Elektroden, die aus platiniertem Platinblech bestanden. Die Wand zwischen jenen Höhlungen war etwa nur $^2/_3$ so hoch als die übrigen Seitenwände, und ihre Oberfläche sorgfältigst geebnet. Über dieses Paraffingefäss wurde eine 2 mm dicke Bleiplatte gelegt, die in der Mitte einen rechteckigen Ausschnitt besass, so dass von oben auffallende Strahlen gerade die Oberfläche der niedrigen Zwischenwand treffen mussten. Indem man nun diesen so eingerichteten und horizontal aufgestellten Trog verschieden hoch mit dem zu untersuchenden Elektrolyten füllte, konnte man über der Zwischenwand eine beliebig dicke Flüssigkeitsschicht erhalten, die der Strahlung ausgesetzt wurde. Um mit dem Telephon arbeiten zu können, war es nötig gewesen, den Primärstrom in einem abgelegenen Zimmer durch einen kleinen Motorinterruptor unterbrechen zu lassen, und den Induktor nebst Röntgenröhre und Messzelle im Nebenzimmer aufzustellen. — Bei der Auswahl der zu untersuchenden Lösungen wurde darauf Rücksicht genommen, dass die Absorption der Röntgenstrahlen mit dem Atomgewichte des absorbierenden Körpers wächst[1]):

1) Ph. Lenard, Ann. d. Phys. **1**, 486, 1900.

1) Lord Blythwood und Marchant, Proc. Roy. Soc. **65**, p. 413—428, 1899; Hébert und Regnaud, Compt. rend. **132**, 408—410, 1901; Benoist, Compt. rend. **132**, 324—327 etc. etc.

Ist also mit der Absorption eine Änderung der Leitfähigkeit verbunden, so wird sie bei denjenigen Körpern am grössten sein, die die höchsten Atomgewichte besitzen. Allerdings spricht vielleicht die Thatsache, dass die Absorption durch chemische Verbindungen sich rein additiv aus derjenigen zusammensetzt, welche die Grundstoffe ausüben, überhaupt gegen eine solche Änderung; aber, da Herr Cunningham speziell für Röntgenstrahlen eine Zunahme der Leitfähigkeit konstatiert hatte, so wurden folgende wässrigen Lösungen untersucht:

Substanz	$NaCl$	$MgCl_2$	$MgSO_4$	$CaCl_2$	$CuCl_2$	$BaCl_2$	$HgCl_2$	$Pb(NO_3)_2$	$UO_2(NO_3)_2$
Konzentration .	gesättigt	1/1 normal	1/1 normal	1/1 normal	gesättigt	gesättigt	gesättigt	gesättigt	Leitfähigkeit $\times 10^8$ 6443,459
Atomgewicht d. Metalles . .	23	24		40	63	137,4	200	206,9	239,5

Ferner wurden konzentrierte und verdünnte Lösungen von Hofmanns Violett und solche von Eosin untersucht. — Bei keiner dieser Lösungen konnte eine durch den Einfluss von Röntgenstrahlen hervorgerufene Widerstandsänderung beobachtet werden, die 0,1 Proz. erreicht hätte.

Um zu prüfen, wodurch die abweichenden Resultate des Herrn Cunningham veranlasst sein könnten, wurden die Versuche nun mit folgenden Abänderungen ausgeprobt: Der Abstand der Röhre von der bestrahlten Flüssigkeitsschicht wurde von 8,3 auf 2,5 cm verringert, der Motor- durch einen Wehnelt-Unterbrecher ersetzt, und auch Röhren verschiedener Härten verwendet. Ferner wurde die gegenseitige Lage von Stromrichtung in der Zelle und Röhrenachse in mannigfaltiger Weise durch Drehen der Röhre in horizontaler und in normaler Ebene verändert, aber alle diese Massregeln führten keine Änderung der ersten negativen Resultate herbei. Man konnte noch vermuten, dass die Sekundärstrahlung, welche die Ebonitplatte aussendet, hinter welcher sich bei den von Herrn Cunningham angestellten Versuchen die zu bestrahlende Flüssigkeitsschicht befand, für das Auftreten einer Widerstandsänderung wesentlich wäre; es wurde daher ein dünnes Hartgummiblatt auf die bestrahlte Schicht gelegt und nochmals vor allem Hofmanns Violett untersucht, doch wiederum ohne Erfolg. — Um Fehler auszuschliessen, die daraus entstehen könnten, dass der durch die Messzelle fliessende und das Telephon erregende Wechselstrom nicht in der gleichen Weise pulsiert wie der, welcher die Röntgenröhre speist, wurde ein und derselbe Primärstrom zur Erzeugung beider Wechselströme benutzt. An das zum Betriebe der Röhre dienende Induktorium wurde zu diesem Zwecke noch eine zweite Sekundärspule angesetzt, und deren Enden nach den Verzweigungspunkten der Brückenschaltung geführt. Bei dieser Anordnung konnte erklärlicherweise nur mit Wehnelt-Unterbrecher gearbeitet werden, da mit anderen Unterbrechern im günstigsten Falle nur ein tiefer, also schwer zu unterscheidender Basston zu vernehmen war. Es wurden abermals untersucht Lösungen von $UO_2(NO_3)_2$, $NaCl$, $CaCl_2$, $BaCl_2$ und besonders solche von Hofmanns Violett, doch konnten wiederum nur negative Resultate festgestellt werden. —

3. Von den Kathodenstrahlen war am ehesten anzunehmen, dass die durch ihren Einfluss hervorgerufene Ionisation eine merkliche Änderung der Leitfähigkeit zur Folge haben könnte, denn auf Gase wirken sie in dreihundertmal kräftigerer Weise ionisierend als die stärksten X-Strahlen.[1] Zur Erzeugung der Kathodenstrahlen diente ein Des-Coudressches Rohr, dessen Fenster aus 0,003 mm dicker Aluminiumfolie bestand, und das mit einem Transformator nach Des Coudres' Angaben[2]) betrieben wurde. Die elektrolytische Zelle wurde folgendermassen hergestellt: In eine Paraffintafel schnitt ich zwei kleine viereckige Löcher, welche die 24 mm^2 grossen Elektroden aufnahmen. Die 0,57 cm lange und 0,48 cm breite Wand zwischen den Löchern wurde ca. 1 mm tiefer als die Seitenwände, und ihre Oberfläche sorgfältig eben gemacht. In dieses kleine Gefäss brachte ich einige Tropfen der zu untersuchenden Lösung und saugte dann wieder mit Fliesspapier vorsichtig so viel ab, dass die Flüssigkeit gerade bis zur Höhe der Zwischenwand reichte. Dann legte ich auf diese Wand ein Stückchen Seidenpapier, das mit der zu untersuchenden Lösung getränkt war. Der Widerstand dieser Seidenpapierschicht betrug bei Anwendung normaler KCl-Lösung 1813 Ohm. Aus diesem Werte, aus der Länge und Breite der Seidenpapierschicht und aus der Leitfähigkeit der Lösung lässt sich berechnen, dass die in dem Seidenpapier enthaltene Flüssigkeit einer Schicht von 0,007 mm Dicke entsprechen würde. Dass eine solche Schicht von den Kathodenstrahlen noch merklich durchsetzt wurde, ergaben direkte Versuche, sowie die Rechnung, wenn man das von Lenard[3]) für feste und gasförmige Körper aufgestellte Absorptionsgesetz auf diese Flüssigkeitsschichten anwendet. — Als Vergleichswiderstand wurde ein Gefäss verwendet, welches möglichst der Messzelle glich, und ähnlich wie bei den vorher beschriebenen Versuchen wurde auch hier alles durch Geräusch Störende im Nebenzimmer untergebracht. Untersucht wurden konzentrierte Lösungen von $NaCl$, KCl, $BaCl_2$, $UO_2(NO_3)_2$ und Eosin. Keine

1) J. C. Mac Lennan, Proc. Roy. Soc., London **66**. 375 379, 1900.
2) Wied. Ann. **62**, 134, 1897.
3) Wied. Ann. **56**, 274, 1895.

dieser Lösungen zeigte eine Widerstandsänderung, die 0,1 Proz. erreicht hätte.

4. Im Anschluss an die oben beschriebenen Versuche wurde noch die Frage geprüft, ob die Leitfähigkeit fluoreszierender Lösungen während der Fluoreszenz eine andere ist als im nichtleuchtenden Zustande. Die Messzelle bestand diesmal aus einem kleinen Troge, dessen der Lichtquelle zugekehrte Seitenfläche eine 0,5 mm starke Quarzplatte war. Der Trog hatte 10 mm Höhe, 60 mm Länge und 1,6 mm Tiefe; er enthielt die horizontal liegenden Platinelektroden (von je etwa 90 mm^2 Fläche), die sich in 2 bis 4 mm Abstand voneinander befanden. Um die direkte Wärmewirkung der Lichtquelle auf die bestrahlte Flüssigkeitsschicht des Troges auszuschliessen, liess ich die betreffende Lösung an einem Ende des Troges aus einer Mariotteschen Flasche durch eine Kapillare zwischen die Elektroden einströmen und saugte sie am anderen Ende durch eine zweite Kapillare, die mit einem Heber verbunden war, wieder ab, und zwar erneuerte sich die bestrahlte Flüssigkeitsmenge etwa zweimal pro Sekunde. — Als Lichtquelle diente eine Handbogenlampe. Die Strahlen wurden durch zwei geeignet aufgestellte Quarzlinsen auf die Flüssigkeitsschicht konzentriert; zwei Schirme, die auf die Quarzplatte geklebt wurden, schützten die Elektroden vor Licht und gestatteten nur die Bestrahlung der zwischen den Elektroden befindlichen Flüssigkeitsmenge. Untersucht wurden Lösungen von Fluoreszeïn und Eosin, und zwar sowohl konzentrierte als verdünnte. Sie wurden bei rotem Lichte hergestellt, sofort in die betreffenden Gefässe gebracht und alsdann belichtet, wobei die als Vergleichswiderstand dienende Flüssigkeitszelle sorgfältig vor Licht geschützt war. Bei keiner dieser Lösungen konnte eine Änderung der Leitfähigkeit festgestellt werden, die 0,1 Proz. betragen hätte.

(Eingegangen 18. November 1903.)

Historische Notiz zur Wasserzersetzung.

Von Edm. Hoppe.

Wie ich soeben in einem Referat über die Naturforscherversammlung in Kassel lese, hat Herr Neuburger in der geschichtlichen Abteilung einen Vortrag gehalten, in welchem er (nach dem Referat) sagt, „bis heute habe man geglaubt, Davy habe den ersten Nachweis erbracht, dass das Wasser nur in Wasserstoff und Sauerstoff zerlegt werde und dass die Säurebildungen einerseits und die Alkalibildungen andererseits von Verunreinigungen herrühren. Dieser Nachweis sei aber schon vor ihm von Simon in Berlin erbracht." Demgegenüber bemerke ich, dass in meiner Geschichte der Elektrizität (1884) bereits ganz ausführlich die Simonsche Arbeit auf S. 161 gewürdigt ist. Wer also diese Geschichte gelesen hat, kann nicht der Meinung gewesen sein, dass Davy der Entdecker gewesen ist. In derselben Geschichte habe ich aber auch nachgewiesen, dass die vor Simon mit der Wasserzersetzung beschäftigten Engländer Nicholson und Carlisle, welche im Mai 1800 die Wasserzersetzung studierten, einen Vorgänger hatten, der nicht nur das gleiche wie jene, sondern viel mehr entdeckte, das war Ritter in Jena. Ritter hat bereits im Jahre 1799, also ein volles Jahr vor dem bekannten Briefe Voltas vom 20. März 1800, worin Volta seine Säule und seinen Becherapparat beschreibt, und der die Veranlassung für die englischen Untersuchungen und viele andere wurde, nicht nur die Wasserzersetzung, sondern auch eine ganz leidlich mit den heutigen Vorstellungen vereinbare Theorie gefunden! (Gilb. Annal. **2**, S. 80, 1799). Im folgenden Jahre gab Ritter dann „Beiträge zur näheren Kenntnis des Galvanismus" heraus, in deren erstem Bande S. 111—284 alles das auseinandergesetzt wird, was nach ihm Davy, Simon, Nicholson und Carlisle nachentdeckt haben. Speziell hat er Wasserstoff und Sauerstoff einzeln aufgefangen und rein erhalten, und durch Verpuffen des in ein gemeinsames Gefäss geleiteten Gemisches beider Gase das Wasser wiedergewonnen, welches er zersetzt hatte. Er spricht auch zuerst den Satz aus, dass das Wasser nur die beiden Gase liefere. Daneben hat er in demselben Werke bereits die ganze Reihe der Metallfällungen aus Lösungen, ehe Cruikshank einmal an die Arbeit ging. Er ist der erste, der die Dendriten erzeugte, und zwar einen Kupferbaum. Ritter ist es, der bereits 1798 die Thatsachen veröffentlichte, welche später Volta fand und zur Grundlage seines Spannungsgesetzes machte. Alles dies ist von mir bereits 1888 veröffentlicht und vollständig mit Quellenangaben nachzulesen in meinem Buche: Die Akkumulatoren für Elektrizität. 3. Aufl. 1898, S. 2—18, nachdem ich in der Elektr. Zeitschrift bereits auf Ritter aufmerksam gemacht hatte. Auch W. Ostwald hat in einem Vortrage vor der Elektrochemischen Gesellschaft zu Berlin im Jahre 1894 Ritters Verdienste hervorgehoben (Elektr. Zeitschr. 1894, S. 569), aber auch anerkannt, dass ich bereits früher Ritters Priorität wieder ans Tageslicht gezogen habe (ib. S. 633). Hat Gilbert bereits 1801 sein Erstaunen ausgesprochen, dass die Engländer solch Aufhebens von ihren Entdeckungen machten, sie schienen von den Leistungen eines Ritter gar keine Kenntnis zu haben, so scheint dasselbe Erstaunen noch heute berechtigt zu sein, aber sich auch auf die Deutschen zu erstrecken.

Hamburg, 7. November 1903.

(Eingegangen 10. November 1903.)

Notiz über die chemische Wirkung der Röntgenstrahlen.

Von R. Luther und W. A. Uschkoff.

Gelegentlich einer Untersuchung über die chemische Wirkung von Röntgenstrahlen auf verschiedene lichtempfindliche Präparate, unter anderen auch Bromsilber, versuchten wir den etwaigen Einfluss der Gelatine dadurch auszuschliessen, dass wir vollkommen bindemittelfreie Bromsilberplatten[1]) verwendeten. Aus den Versuchen, die noch fortgesetzt werden, sei zunächst nur das qualitative Resultat mitgeteilt, dass derartige vollkommen bindemittelfreie Bromsilberplatten nach genügend langem Bestrahlen mit Röntgenstrahlen ein entwickelbares Bild der verwendeten Bleischablone ergeben. Ob in diesem Falle die Fluoreszenz des Glases eine Rolle spielt, werden weitere Versuche ergeben.

Bei vergleichenden Versuchen mit Bromsilbergelatine (Platten und Papier) stiessen wir auf eine Beobachtung, deren Mitteilung insofern Interesse verdient, als sie für Bromsilbergelatine im gewissen Sinne ein entgegengesetztes Verhalten darthut, im Vergleich zu dem von Zehnder[2]) kürzlich beschriebenen Verhalten von Chlorsilberpräparaten.

Bei dem enormen Umfang der Röntgenlitteratur können wir natürlich nicht garantieren, dass die weiter unten beschriebenen Beobachtungen neu sind. In der uns zur Verfügung stehenden Litteratur konnten wir indes nichts Analoges finden, und auch in der Zehnderschen Abhandlung ist kein analoger Fall citiert.

1. Es wurde die Beobachtung gemacht, dass ein ziemlich lange, aber noch nicht bis zur Sichtbarkeit exponiertes Röntgenbild auf Bromsilbergelatinepapier[3]) durch nachträgliches Belichten des ganzen Papieres mit diffusem Tageslicht hervorgerufen wird. Selbst bei sehr langem Verweilen (mehrere Tage ca. 2 Meter vom Nordfenster) in diffusem Tageslicht, wenn das ganze Papier schon eine tiefgraue Farbe besitzt, treten die vorher röntgenbestrahlten Stellen immer noch etwas dunkler hervor.

Die späteren Versuche wurden in der Weise ausgeführt, dass Bromsilberpapier in einer geschlossenen Holzkassette unter einem Bleischirm mit streifenförmiger Öffnung 5 bis 40 Minuten in einem Abstand von etwa 20 cm von der Röntgenröhre der Einwirkung von Röntgenstrahlen ausgesetzt wurde.[4]) Das so entstandene latente Röntgenbild wurde streifenweise verschieden lange Zeit dem diffusen Tageslicht ausgesetzt. Fig. 1 stellt schematisch ein derart behandeltes Papier dar; R—R deutet die Lage des Ausschnittes im Bleischirm an.

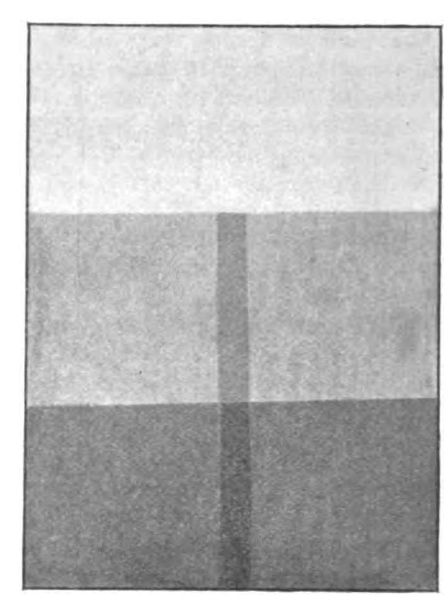


Fig. 1.

2. Ähnliche, wenn auch nicht so deutliche Resultate erhielten wir mit Bromsilbergelatineglasplatten.

3. Da im Versuch 1 das latente Röntgenbild durch diffuses Tageslicht hervorgerufen wird, machten wir einen Parallelversuch, um zu sehen, ob nicht umgekehrt durch nachträgliche Einwirkung von Röntgenstrahlen ein latentes Lichtbild entwickelt, resp. ein sichtbares Bild verstärkt wird. Der Versuch wurde wie 1., nur in umgekehrter Reihenfolge ausgeführt: ein streifenweise mit steigenden Lichtmengen vorbelichtetes Papier wurde nachträglich in einer Kassette unter einer Bleischablone der Einwirkung von Röntgenstrahlen ausgesetzt. Das Resultat war negativ: Selbst bei sehr langer Einwirkung von Röntgenstrahlen erschien kein Bild der Bleischablone.

4. Da der Versuch 1 eventuell durch die Existenz einer Empfindlichkeitsschwelle des Auges, also auf rein physiologischem Wege erklärt werden kann, so machten wir zum Überfluss noch den Versuch, dass wir auf dem Papier mit gewöhnlichem Licht einen eben sichtbaren Längsstreifen erzeugten und denselben senkrecht dazu wieder mit steigenden Mengen gewöhnlichen Lichtes nachbelichteten. Eine Steigerung des Kontrastes tritt nicht ein: im Gegenteil verschwindet bei etwas längerer Nachbelichtung der Streifen sehr bald im allgemeinen Grau.

1) Über die Herstellung vergl. R. Luther, Zeitschr. physik. Chem. **30**, 632, (1899).

2) Ann. d. Phys. **12**. 443, 1903.

3) N. P. G. Sorte II.

4) Zur angenäherten Charakterisierung sei mitgeteilt, dass unser Röntgenapparat auf einer „Momentplatte" (Marke Winter) bei ca. 90 cm Abstand bei einer Einwirkungsdauer von 1′ ein eben noch entwickelbares Bild eines auf die Kassette gelegten Bleistreifens ergab. Bei längeren Versuchen wurde die Röntgenröhre alle 3—5 Minuten durch Erwärmen regeneriert.

Aus dem Vorstehenden geht hervor, dass die Wirkung der Röntgenstrahlen von der des gewöhnlichen Lichtes spezifisch verschieden ist, und dass durch vorangehende Einwirkung von Röntgenstrahlen die „sichtbare" Lichtempfindlichkeit von Bromsilbergelatine bedeutend erhöht wird.

Wir gingen dazu über, das Verhalten eines Röntgenbildes bei sehr kurzer Nachbelichtung zu untersuchen, denn es schien a priori nicht unmöglich, dass man eine unterexponierte Röntgenaufnahme durch nachträgliches, sehr kurzes Belichten mit gewöhnlichem Licht entwickelungsfähiger machen könnte, resp. dass man durch vorangehende sehr kurze Einwirkung von Röntgenstrahlen eine Trockenplatte für gewöhnliches Licht „sensibilieren" könne. Diese Vermutung bestätigte sich nicht, aber bei den diesbezüglichen Versuchen erhielten wir einige unerwartete Resultate.

Die Versuche wurden zumeist derart ausgeführt, dass die Bromsilbergelatineschicht sowohl unter einem (Vogelschen) Seidenpapierphotometer mit gewöhnlichem Licht (Auerbrenner), wie auch unter einem Aluminiumstufenphotometer (analog dem Vogelschen) der Einwirkung der Röntgenstrahlen ausgesetzt wurden. Zwischen je zwei Stufen des Seidenpapierphotometers wurde ein Streifen schwarzen Papiers, zwischen je zwei Stufen des Aluminiumblechphotometers wurde ein Bleistreifen geschaltet, um für Kontrolle Stellen zu haben, die überhaupt keine Einwirkung von Strahlen erfahren hatten.

Es wurden die Intensität und Belichtungsdauer sowohl des gewöhnlichen Lichtes, wie der Röntgenstrahlen variiert, vor allem aber auch die Reihenfolge der Bestrahlungen. Zum Schluss wurden die Platten resp. Papiere in üblicher Weise entwickelt und fixiert. Das Schema einer derartigen Platte zeigt Fig. 2, wo die Richtung der Pfeile die wachsende Intensität der Röntgenbilder R_1, R_2, ... und der Lichtbilder L_1, L_2, .. andeutet. Die mit einem o versehenen Rechtecke haben überhaupt keine Bestrahlung, die mit einem + versehenen sowohl Röntgenstrahlen, wie auch gewöhnliches Licht erhalten.[1])

Es stellte sich alsbald heraus, dass auch bei diesen Versuchen die Reihenfolge der Einwirkungen von Röntgenstrahlen und Licht eine sehr wesentliche Rolle spielt.

5. Wenn die Trockenplatte zuerst mit gewöhnlichem Licht, dann mit Röntgenstrahlen belichtet wurde, trat einfache Summation der Schwärzungen auf: die von beiden Strahlenarten belichteten Rechtecke (+ Fig. 2) waren

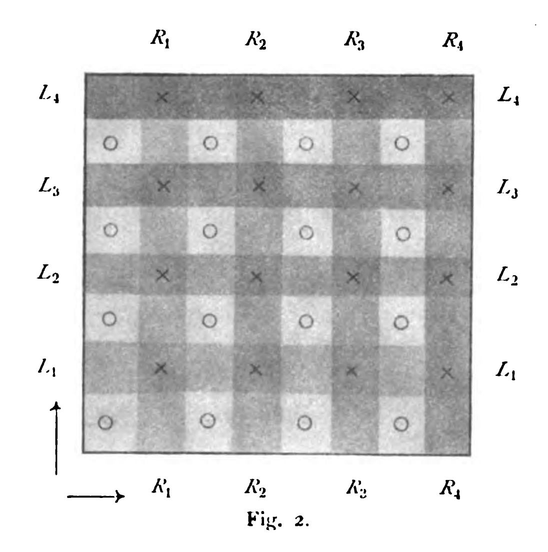


Fig. 2.

sowohl dunkler als die angrenzenden Röntgenbilder, als auch die angrenzenden Lichtbilder. Bezeichnet man die von Röntgenstrahlen allein hervorgerufene „Schwärzung" oder „Dichtigkeit"[1]) (nach Hurter und Driffield) mit R, die vom gewöhnlichen Licht hervorgerufene mit L, so ist die Dichtigkeit bei gemeinsamer Einwirkung bei der obigen Reihenfolge:

$$D_{L \to R} \text{ sehr angenähert } = R + L.$$

6. Zur Kontrolle machten wir Versuche, bei denen Platten in ähnlicher Weise nacheinander unter zwei Seidenpapierphotometern mit gewöhnlichem Lichte resp. unter zwei Aluminiumphotometern mit Röntgenstrahlen behandelt wurden. In beiden Fällen trat einfache Summation auf, d. h. es gelten angenähert die Formeln $D_{L_1 \to L_2} = L_1 + L_2$ und $D_{R_1 \to R_2} = R_1 + R_2$.

Die Versuche 5 und 6 beweisen, dass wir mit unseren Expositionen noch nicht das Solarisationsgebiet erreicht hatten, sondern uns noch im Gebiet der normalen Entwickelung befanden.

7. Wesentlich anders ist die Erscheinung, wenn die Platte zuerst der Einwirkung der Röntgenstrahlen ausgesetzt wird und dann erst dem gewöhnlichen Lichte. Die von beiden Strahlenarten getroffenen Rechtecke sind dann stets heller als die entsprechenden bei gleicher Licht- und Röntgenstrahlenmenge gewonnenen des Versuches 5. Sie sind stets dunkler als die angrenzenden Röntgenbilder. Sie sind ferner bald dunkler, häufig aber auch heller als die angrenzenden nur von Licht getroffenen Felder. Im letzteren Falle tritt also eine Erscheinung auf, die äusserlich der Solarisation ähnlich ist. Wann dies eintritt und wann nicht, hängt von der Intensität der Röntgenschwärzung und der Lichtschwärzung ab. An der

1) Um von einer eventuellen selektiven „Filtration" der Röntgenstrahlen durch Aluminium frei zu sein, wurden bei einer grossen Anzahl von Versuchen die steigende Intensität der Röntgenbilder durch zunehmende Belichtungsdauer erzeugt.

1) Die „Schwärzung" resp. die „Dichtigkeit", d. h. die Differenz der Logarithmen der eindringenden und durchgelassenen Lichtstärke, ist nach Hurter und Driffield direkt proportional der Silbermenge pro Flächeneinheit.

Hand einer Formel, welche zum mindesten qualitativ das Verhalten darstellt, lassen sich die Verhältnisse diskutieren. Benutzen wir die bei Versuch 5 angewandte Bezeichnungsweise, so ist (angenähert)

$$D_{R \to L} = R + \frac{L}{1 + aR},$$

wo a eine Konstante ist. Diese Formel drückt aus, dass sich zur „Dichtigkeit" des Röntgenbildes ein um so kleinerer Bruchteil der Dichtigkeit des Lichtbildes hinzu addiert, je grösser die Dichtigkeit des Röntgenbildes ist. Für $L = \frac{1}{a} + R$ ist die Dichtigkeit des gemeinsamen Bildes $D_{R \to L} = L$, d. h. gleich der Dichtigkeit des benachbarten Lichtbildes. Ist L von $\frac{1}{a} + R$ verschieden z. B. $= b\left(\frac{1}{a} + R\right)$, so ist $D_{R \to L} - L = R\,(1 - b)$ d. h. für relativ geringe Lichtstärken ($b < 1$) ist $D_{R \to L} - L$ positiv und das gemeinsame Feld erscheint **dunkler**, als das benachbarte Lichtfeld. Für relativ grosse Lichtstärken dagegen $b > 1$ ist die Differenz $D_{R \to L} - L$ negativ; mit anderen Worten das von beiden Strahlenarten getroffene Feld entwickelt sich **heller**, als die angrenzenden nur vom Licht getroffenen Rechtecke.

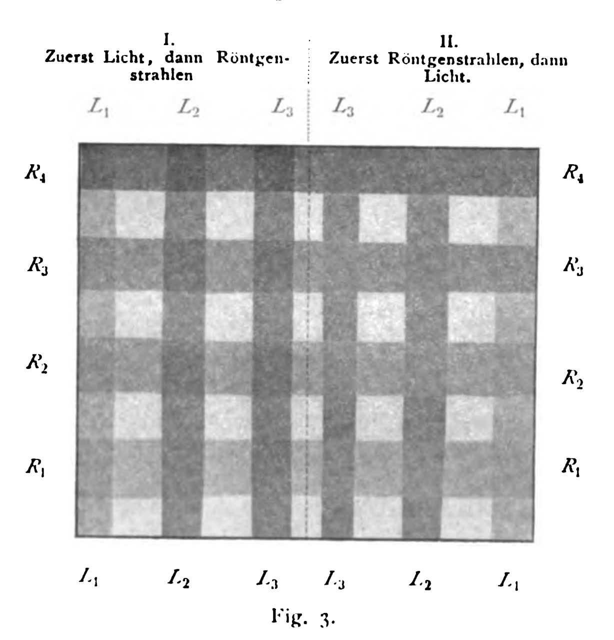


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt die Reproduktion einer Platte, welche gleichzeitig die Resultate der Versuche 5 und 7 enthält. Es wurde hierbei zunächst die Seite I unter dem Seidenpapierphotometer mit gewöhnlichem Licht bestrahlt, wobei die Seite II mit schwarzem Papier bedeckt war. Darauf wurde die ganze Platte unter dem Aluminiumphotometer mit den Röntgenbildern R_1 R_2 . . . versehen. Endlich wurde — während die Seite I bedeckt war — die Hälfte II unter dem Seidenpapierphotometer belichtet. Korrespondierende Stellen zur Linken und Rechten der punktierten Mittellinie haben gleichviel Licht resp. Röntgenstrahlen erhalten. Die Plattenhälfte I entspricht dem Versuch 5, II dem Versuch 7. Die Unterschiede der beiden Plattenhälften sind nur durch die verschiedene Reihenfolge von Belichtung und Röntgenisierung bedingt.

8. Mit Bromsilbergelatine**papier** erhält man ganz analoge Erscheinungen, wie sie unter 5 und 7 beschrieben wurden, nur sind die Unterschiede weit kleiner. Dies bedeutet, dass der Faktor a der obigen Formel beim Bromsilberpapier einen viel kleineren Wert hat als bei „Moment"-trockenplatten. Der Faktor a scheint im allgemeinen um so grösser zu sein, je lichtempfindlicher das betreffende Bromsilbergelatinepräparat ist.

Fassen wir die Resultate dieser Versuche zusammen, so können wir sagen:

1. Die Wirkung der Röntgenstrahlen auf Bromsilbergelatine ist spezifisch verschieden von der des gewöhnlichen Lichtes.

2. Durch vorangehende (selbst sehr kurze) Einwirkung von Röntgenstrahlen wird Bromsilbergelatine in ihrem Verhalten gegenüber gewöhnlichem Lichte verändert und zwar tritt je nach den Umständen eine scheinbare **Vergrösserung** (Versuche 1, 2) oder eine scheinbare **Verringerung** (Versuche 7, 8) der Lichtempfindlichkeit ein.

3. Vorangehendes Belichten mit gewöhnlichem Lichte übt **keinen** Einfluss auf das Verhalten von Bromsilbergelatine gegenüber Röntgenstrahlen aus.

Über die Ursache der Erscheinung enthalten wir uns zunächst jeder Deutung. Vielleicht werden die noch im Gange befindlichen Versuche einige Aufklärung schaffen.

Leipzig, Phys.-Chem. Inst. Sept. 1903.

(Eingegangen 27. November 1903.)

Zu den Versuchen des Herrn Blondlot über N-Strahlen.

Von H. Zahn.

Herr Blondlot hat eine neue Art von Strahlen beschrieben[1]), die er N-Strahlen nennt, und die nach seiner Darstellung ausserordentlich leicht nachweisbar sein sollen. Eine Bestätigung seiner Versuche von anderer Seite ist mir nicht bekannt geworden. Dieselben sind

1) Diese Zeitschr. **4**, 596—601, 1903; Comptes rendus **136**, 735 ff. 1903; Journal de Phys. 4e serie, p. 481, 540, 1903.

zwar mehrfach wiederholt worden, doch bisher ohne Erfolg.[1]) Auch meine in dieser Hinsicht angestellten Versuche haben nur zu negativen Resultaten geführt, und ich könnte daher von einer Veröffentlichung derselben absehen, wenn ich nicht glaubte, dass die von mir angewendete Beobachtungsmethode objektiver und empfindlicher war als die von Herrn Blondlot angegebene.

Herr Blondlot hat bekanntlich die Existenz der N-Strahlen, die von einer grossen Anzahl von Strahlungsquellen ausgehen sollen, durch ihre Wirkung auf eine kleine Funkenstrecke nachgewiesen. Später hat er die Funkenstrecke durch eine sehr kleine blaue Flamme ersetzt, die zum Nachweis der Strahlen noch empfindlicher sein soll.[2]) Wenn dieses Flämmchen von N-Strahlen getroffen wird, so soll es ganz beträchtlich heller und weisslicher leuchten, wie dies Herr Blondlot auch durch Photographieren eines von N-Strahlen getroffenen bezw. eines vor denselben geschützten Flämmchens gezeigt hat.[3]) Im allgemeinen jedoch hat Herr Blondlot die subjektive Beobachtung mit dem Auge angewendet, wobei er zur besseren Beurteilung der Helligkeitsunterschiede eine Mattscheibe vor die Flamme setzte. Ich habe nun versucht, diese Intensitätsschwankungen durch die Widerstandsänderungen einer von dem Flämmchen beleuchteten Selenzelle nachzuweisen, doch ist mir dies, wie bereits gesagt, nicht gelungen.

Die Anordnung war folgende. Ein Auerbrenner war ganz auf die nämliche Weise in Eisenblech eingekleidet, wie dies Herr Blondlot beschrieben hat. Vor dem Blechgehäuse war in Richtung des Fensters eine optische Bank aufgestellt, auf welcher eine Quarzlinse sowie das mit der Selenzelle zusammen auf einem Stativ befestigte Flämmchen ganz leicht verschoben werden konnten. Über das Stück der optischen Bank, auf dem die Selenzelle verschoben wurde, war eine grosse hölzerne Kiste gestellt. Dieselbe war inwendig zur Vermeidung von Reflexen mit schwarzem Papier ausgekleidet, auf der dem Auerbrenner zugekehrten Seite war sie mit 1 mm dickem Bleiblech beschlagen. In diese Wand war in Höhe des Fensters und des kleinen Flämmchens eine kreisrunde Öffnung von 9 cm Durchmesser geschnitten; dieselbe konnte zur Abhaltung der N-Strahlen durch eine ebenfalls mit Blei beschlagene Scheibe fallthürartig verschlossen werden. Auf der Innenseite dieser Wand war die Öffnung zum Schutze gegen Luftzug mit sehr dünnem, trockenem schwarzem Papier verschlossen, das ja nach Herrn Blondlot für diese Strahlen völlig durchlässig ist. Die Rückseite der Kiste war offen. Die Anordnung dürfte aus nachstehender Fig. 1 ersichtlich sein.

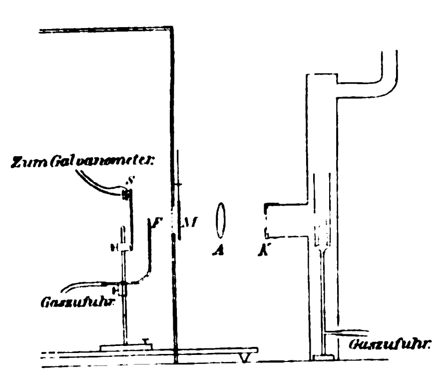


Fig. 1.

Die Quarzlinse besitzt eine Brennweite von 28 cm für weisses Licht, ihr Durchmesser ist ca. 7 cm, ihre grösste Dicke = 0,7 cm. Zur Erzielung eines scharfen Bildes konnten Metallblenden aufgesetzt werden.

Das Flämmchen F brannte auf einem 6 cm langen, 1 mm dicken Metallröhrchen; in dieses war oben ein 1 cm langer Draht eingelötet, der mit einem feinen Bohrer durchlocht und nadelförmig abgedreht war. Der mittlere Durchmesser der Öffnung betrug an der Spitze 0,12 mm. Zur Gaszuführung wurde Druckschlauch verwendet, um etwaige Klemmungen beim Verschieben zu vermeiden. Um von Druckschwankungen in der Gasleitung unabhängig zu sein, wurde das Flämmchen von einem eigenen Gasbehälter gespeist; durch passende Regulierung der Gaszufuhr konnte dasselbe ausserordentlich klein gemacht werden.

Die Selenzelle, von Kipp & Giltay, Delft, befand sich in einem Abstand von 4 cm hinter dem Flämmchen; ihr Dunkelwiderstand betrug ca. 6000 Ω. Die Widerstandsbestimmung wurde bei den Versuchen mit einem Differentialgalvanometer ausgeführt, dabei konnten, wenn nach längerer Zeit genügende Konstanz der Temperatur und Helligkeit eingetreten war, Widerstandsänderungen von 1 Ohm noch erkannt werden.

Die ganzen Versuche wurden natürlich in einem völlig verdunkelten, schwarz gestrichenen Raume vorgenommen. Galvanometer, Fernrohr mit Skala und Beleuchtung, Widerstandskasten befanden sich in einem mit schwarzen Tüchern behängten Verschlag, aus dem nur das Okular des Fernrohres herausragte. Der Rheostat wurde von einem ebenfalls im Verschlag befindlichen Gehilfen auf Zuruf bedient. Ein zweiter Gehilfe besorgte das Aufziehen des Verschlusses und das Verschieben des Flämmchens.

Die Ausführung der Versuche gestaltete sich

1) Diese Zeitschr. 4, 732, 1903.
2) Diese Zeitschr. 4, 600, 1903.
3) Journal de Phys. 4e serie, p. 483, 1903.

folgendermassen. Zunächst wurden mit Hilfe der leuchtenden Strahlen Fenstermittelpunkt und Flämmchen in die optische Achse der Linse gebracht. Dann wurde das Flämmchen in die Bildweite gebracht, die sich nach der Linsenformel mit dem von Herrn Blondlot angegebenen Brechungsindex 2,94[1]) des Quarzes — für N-Strahlen — für eine bestimmte Gegenstandsweite berechnete. Hierauf wurden die Öffnung G mit schwarzem Papier, das Fenster K ebenfalls mit solchem oder auch mit Aluminiumfolie lichtdicht verschlossen und die Scheibe M vor die Öffnung G gebracht. Dann wurde der Schieber der Selenzelle entfernt, und abgewartet, bis deren Widerstand nahezu konstant wurde. Eine völlige Konstanz war auch nach stundenlangem Warten nicht zu erreichen, doch verliefen dann die Schwankungen äusserst langsam, so dass eine rasch eintretende Widerstandsänderung, wie z. B. das Ziehen von 1 Ω Widerstand deutlich zu erkennen war. Wurde nun der Verschluss M gehoben, so dass die N-Strahlen auf F fallen konnten, so war ein Ausschlag zu erwarten. Ich habe jedoch nie einen solchen beobachten können, ebensowenig wie einen anderen Verlauf der kleinen Widerstandsschwankungen, wenn nun M weggezogen blieb. Auch das Verschieben des Flämmchens über grosse Strecken brachte, wenn es ruhig geschah, keine Schwankungen hervor.

Ich will kurz noch einige Andeutungen über die Empfindlichkeit der Methode geben, die natürlich nur Anspruch machen, die Grössenordnung ziemlich richtig zu treffen. Die Gesamtwiderstandsänderung der Selenzelle lag je nach der Grösse des verwendeten Flämmchens zwischen 400 und 800 Ω. Setzt man nach den Beobachtungen von Siemens[2]), Adams[3]), Obach[4]) die Änderung der Leitfähigkeit proportional der Wurzel aus der Intensität der Lichtquelle, so würde bei 400 Ω Gesamtänderung einer Widerstandsänderung von 1 Ω eine Intensitätsänderung von $^1/_{20}$ entsprechen. Nach neueren Untersuchungen von Herrn Ruhmer[5]) scheint diese Beziehung nur in sehr engen Grenzen zu gelten. Für ganz schwache Lichtintensitäten wächst bei den meisten von Herrn Ruhmer untersuchten Zellen die Änderung des Leitvermögens sogar nahe proportional der Lichtintensität, wonach sich die Empfindlichkeit meiner Anordnung noch wesentlich grösser taxieren lässt als oben berechnet. Eine Betrachtung der von Herrn Blondlot gegebenen Photographien lässt Intensitätsänderung von sicher über 100 Proz. erwarten; meine Methode muss also auch bei Annahme der ungünstigsten Möglichkeiten noch als hinreichend empfindlich erscheinen.

Auf diese Weise habe ich ausser dem Auerbrenner noch einen gewöhnlichen Gasrundbrenner auf N-Strahlen untersucht, ebenfalls ohne Erfolg. Bei diesen beiden Strahlungsquellen, ferner bei im Bunsenbrenner geglühten Blechen habe ich auch den von Herrn Blondlot zuerst angegebenen Nachweis mit der Funkenstrecke versucht, wobei ich allerdings direkt mit dem Auge und nicht mit der Selenzelle beobachtete. Da es mir nicht gelang, mit Hilfe einer kleinen Induktionsspule genügend konstante Funken zu erzeugen, so verwendete ich ein mittelgrosses Induktorium, das mit einem Stimmgabelunterbrecher betrieben wurde. Die Sekundärspule wurde durch einen Wasserwiderstand geschlossen; einem Teil desselben war die Funkenstrecke parallel geschaltet. Durch passende Verschiebung der Elektroden u_1 und u_2 (Fig. 2) konnte ich bei guter Konstanz einen ausserordentlich kleinen Funken erhalten.

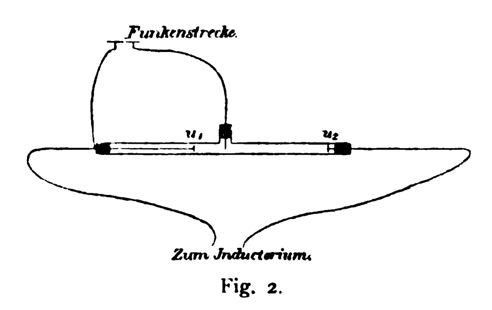


Fig. 2.

Die Funkenelektroden habe ich aus verschiedenen Materialien hergestellt, aus *Pt*, *Cu*, *Zn*, *Al*, Stahl, ausserdem habe ich dieselben in Spitzen- und Kugelform angewendet, ohne jedoch bei Bestrahlung eine Intensitätsänderung des Funkens beobachten zu können.

Der Nachweis der N-Strahlen ist mir somit nicht gelungen. Ich will damit in keiner Weise die Richtigkeit der Blondlotschen Versuche anzweifeln, sondern nur konstatieren, dass dieselben nicht so leicht zu wiederholen sind, als es bei der Lektüre der Blondlotschen Arbeiten den Anschein gewinnt. Ich glaube, dass Herr Blondlot einem vielseitigen Wunsche entsprechen würde, wenn er noch genauere Angaben über die Details seiner Apparate und Versuche mitteilen wollte.

Giessen, Physik. Institut der Universität.

(Eingegangen 22. November 1903.)

1) In der deutschen Übersetzung der Blondlotschen Arbeit — diese Zeitschr. **4**, 598, 1903 — hat sich ein Druckfehler eingeschlichen. Es muss nämlich S. 598 linke Hälfte der Seite, Zeile 20 v. u. heissen: „deren Brennweite für gelbes Licht 33 cm beträgt", während der Wert 12 cm auf der rechten Hälfte dieser Seite Zeile 8 v. o. statt 33 cm einzusetzen ist.

2) W. Siemens, Pogg. Ann. **156**, 334, 1875; Wied. Ann. **2**, 534, 1877.

3) Adams, Pogg. Ann. **159**, 629, 1876; Wiedemann, Elektrizität, 2. Aufl., **1**, 533, 1892.

4) Obach, Nature **22**, 496, 1880; Beibl. **5**, 139.

5) Diese Zeitschr. **3**, 470, 1902; daselbst jedoch nicht in dieser Form ausgesprochen.

Über geschichtete Entladung im Wasserstoff bei Atmosphärendruck.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Carl Stuchtey.

Herrn M. Töpler[1]) ist es unter Benutzung einer ziemlich komplizierten Anordnung gelungen, analog den Schichtenbildungen in gasverdünnten Räumen, auch geschichtete Entladungen in Luft bei Atmosphärendruck zu erhalten. Zu ähnlich geschichteten Entladungen unter Versuchsbedingungen, die mit den in Geisslerschen Röhren vorhandenen völlig identisch sind, kam ich bei meinen auf Veranlassung von Herrn Prof. Kaufmann unternommenen Untersuchungen über Glimmentladung bei Atmosphärendruck, wenn ich die Entladung in Wasserstoff übergehen liess.

Die Versuchsanordnungen ist kurz folgende (s. Fig. 1): Die Anode A besteht aus einem ca.

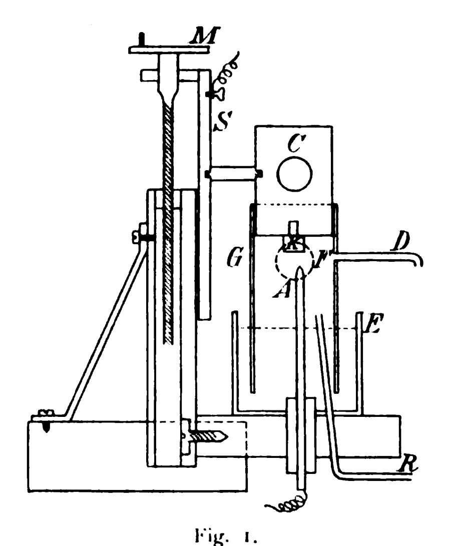
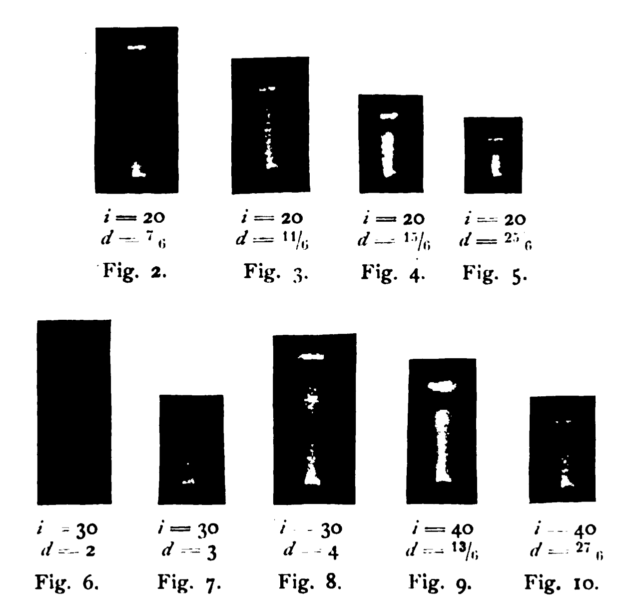


Fig. 1.

2 mm starken zugespitzten Kupferdraht, der durch den Boden des mit Quecksilber gefüllten Hartgummigefässes E in eine Glasröhre G eingeführt ist. Die Kathode K, ein ca. 5 mm langer und ca. 4 mm dicker Kupferstift, war eingeschraubt in einen Kupferblock C, der, ausgehöhlt, von Wasser durchflossen wurde. Letztere Vorsicht wurde gebraucht, um die Erwärmung der Kathode auf ein Minimum zu beschränken, da sonst die Entladung leicht unstetig wurde. Der Kupferblock C, mit dem die Glasröhre G fest verbunden ist, war an einem Schlitten S befestigt, so dass durch die Mikrometerschraube M der Elektrodenabstand variiert werden konnte. Der gereinigte und getrocknete Wasserstoff strömte durch das Glasröhrchen R ein und durch das Ansatzstück D aus. Durch das Fensterchen F konnte die Entladung beobachtet und photographiert werden. Als Stromquelle diente ein Gleichstromtransformator, der eine Klemmenspannung von 2200 Volt lieferte.

Geschichtete Entladungen, von denen Fig. 2—10 einige Abbildungen in etwa $4^1/_2$ maliger Vergrösserung geben, traten auf bei allen bisher beobachteten Stromstärken von 8—60 Milli-Ampère. (In Fig. 2—10 bedeutet i die Stromstärke in Milli-Ampère, d die Elektrodenent-



$i = 20$, $d = 7/6$ Fig. 2. $i = 20$, $d = 11/6$ Fig. 3. $i = 20$, $d = 15/6$ Fig. 4. $i = 20$, $d = 25/6$ Fig. 5.

$i = 30$, $d = 2$ Fig. 6. $i = 30$, $d = 3$ Fig. 7. $i = 30$, $d = 4$ Fig. 8. $i = 40$, $d = 13/6$ Fig. 9. $i = 40$, $d = 27/6$ Fig. 10.

fernung in mm.) Die Schichten sind konvex nach der Kathode zu und verbreitern sich mit grösserer Entfernung von der Anode. Gleichzeitig wächst ihr Abstand. Über eine Elektrodenentfernung von ungefähr 2 mm hinaus werden die der Anode zunächst liegenden Schichten undeutlich und verschwinden bei noch grösserem Elektrodenabstand; jedoch ist bei den grössten erreichten Abständen stets noch eine Schicht dicht vor dem dunklen Trennungsraum, wenn auch unscharf zu erkennen. Quantitative Untersuchungen sollen später mitgeteilt werden.

Bonn, den 7. November 1903.

(Eingegangen 9. November 1903.)

1) Wied. Ann. **63**, 1897.

Potentialgefälle und elektrische Zerstreuung in der Atmosphäre.

Von Albert Gockel.

Wie ich an anderer Stelle[1]) ausführlich auseinander gesetzt habe, zeigt die Geschwindigkeit, mit der positive oder negative Ladungen

1) Archives d. sc. ph. et nat. 1903.

in der Atmosphäre zerstreut werden, eine ausgesprochene tägliche Periode, die fast genau entgegengesetzt verläuft der täglichen Periode der relativen Feuchtigkeit, wenn letztere in der Nähe des Bodens gemessen wird. Während die relative Feuchtigkeit im Laufe des Tages abnimmt, steigt die elektrische Zerstreuungsgeschwindigkeit an bis kurz vor Sonnenuntergang, zu welcher Zeit die Bildung einer Dunst- und teilweise auch Staubschicht unmittelbar über dem Boden ein plötzliches und besonders für positive Ladungen sehr intensives Herabsinken der Zerstreuungsgeschwindigkeit bedingt. Einige Stunden nach Sonnenuntergang fängt die Zerstreuungsgeschwindigkeit wieder zu steigen an. Messungen des Ionengehaltes der Atmosphäre, die ich gleichzeitig mit den Zerstreuungsmessungen anstellte, die sich aber erst über einen kürzeren Zeitraum erstrecken, zeigen, dass die tägliche Periode der Zerstreuungsgeschwindigkeit weniger auf Rechnung der Änderung des Ionengehaltes als der der Ionenbeweglichkeit zu setzen ist. Leider versagte die Isolation meines Ebertschen Aspirationsapparates bei hohen Feuchtigkeitsgraden; die Frage, ob die bei Sonnenuntergang eintretende starke Verminderung der Zerstreuungsgeschwindigkeit auch mehr oder weniger stark durch Verminderung der Zahl der Ionen bedingt ist, bleibt daher noch ungelöst.

Wie die Zerstreuungsgeschwindigkeiten a_- und a_+ selbst, so zeigt auch deren Verhältnis $q = \frac{a_-}{a_+}$, an niederschlagsfreien Tagen eine ausgesprochene tägliche Periode mit 2 Maximis, von denen das eine sehr stark ausgeprägte auf die Zeit des Sonnenuntergangs, das andere, ebenso intensive zwischen 8 und $9^h a$ fällt. Das Hauptminimum tritt $4^h a$ ein, zwei sekundäre fallen auf $11^h a$ und $4^h p$. Bewölkung hat, wenn es sich nicht um heranziehende Niederschläge handelt, auf die Form der Kurve wenig Einfluss; selbst die niederen Stratuswolken (Hochnebel), die im November gewöhnlich über der Hochebene zwischen Alpen und Jura lagern, beeinflussen die Lage der Wendepunkte nicht. Ebensowenig wechselt die allgemeine Form der Kurve mit der Jahreszeit, nur sind die absoluten Werte von q im Winter höher als im Sommer. Hier in Freiburg findet sich im Durchschnitt einer zweijährigen Beobachtungszeit in den 6 Sommermonaten, April bis September inkl., $q = 1,26$, in den Wintermonaten $q = 1,57$. Ort der Beobachtung war meistenteils der Balkon meiner ausserhalb der Stadt gelegenen Wohnung. Besonders hoch ist im Winter das abendliche Maximum, es beträgt der mittlere Wert für $7^h p$ 2,38, während im Sommer für das auf $8^h p$ fallende Maximum 1,57 als Durchschnittswert gefunden wird. Der gegen $11^h a$ beobachteten Einsenkung der Kurve für q folgt an manchen Tagen eine zweite Depression gegen $3p$; im Halbjahresdurchschnitt tritt dieses D-Minimum etwas zurück. Wenn ich bei der Berechnung der in der folgenden Tabelle angegebenen Mittelwerte, für welche Berechnung ungefähr 450 Beobachtungspaare verwendet wurden, auch alle an trüben Tagen gewonnenen Beobachtungen ausschloss, so konnte ich doch diejenigen Tage nicht unberücksichtigt lassen, an denen entweder ein leichter Dunst den ganzen Boden bedeckte, oder unterhalb meines Beobachtungsplatzes Nebel lagerten, da Nebel über dem tief eingeschnittenen Saanethal bei anticyklonaler Witterung im Winter hier niemals fehlen. Es werden deshalb die hohen Winterwerte von q zum grossen Teil bedingt sein durch die sehr starke Verminderung, welche a_+, der Zerstreuungskoeffizient positiver Ladungen, erfährt, sobald eine Dunstschicht sich über dem Boden bildet. In dem relativ trockenen Arosa hat denn auch Saake[1]), dessen Beobachtungen sich nur auf die Zeit von $10^h a$ bis $6p$ erstreckten, in den Monaten Februar bis April für q den Mittelwert 1,30 gefunden, während meine Winterbeobachtungen für dieselbe Tageszeit das Mittel 1,49 liefern. (Tabelle I.)

Ich habe in diesem Jahre vom 1. bis 8. September, während über der ganzen Schweiz hoher Luftdruck lagerte, auf dem Brienzer Rothhorn Messungen angestellt und lasse die erhaltenen Werte von q hier folgen. Zum Vergleiche füge ich die von Le Cadet[2]) auf dem Montblanc erhaltenen Zahlen bei. (Tabelle II.)

1) Diese Zeitschr. **4**, 627, 1903.
2) Compt. rend. **135**.

Tabelle I. Werte von q.

Stunden	$5^h a$	6	7	8	9	10	11	12	$1^h p$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Sommer	**0,92**	1,15	1,29	**1,66**	1,36	1,28	**0,99**	1,11	1,35	1,23	1,22	1,17	1,34	1,33	1,29	**1,57**	1,29	1,60	0,70
Winter			1,02	1,75	1,41	1,53	1,30	1,45	**1,21**	1,51	1,71	1,85	1,67	**1,20**	**2,38**	1,59	1,64	1,51	

Tabelle II.

Stunde		$5a$	$7a$	$9a$	$11a$	$1p$	$3p$	$5p$	$7p$	$9p$
Rothhorn	a_-	18,74	17,00	15,56	17,05	14,05	11,15	11,81	16,80	12,54
	a_+	4,12	7,39	5,03	3,80	1,65	2,82	2,63	3,74	3,82
	q	2,25	3,18	3,17	6,36	7,51	7,82	6,63	8,35	2,52
Montblanc q				7,58	5,73	13,29	14,14	10,59		

Unter $5^h a$, $7^h a$ .... sind jeweils die zwischen 4 und 6, 6 und 8 u. s. w. erhaltenen Werte zusammengefasst. Die angegebenen Werte von q sind die Mittelwerte der in den betreffenden Stunden erhaltenen Einzelwerte von q, und stimmen nicht überein mit dem Verhältnis der Mittelwerte von a_- und a_+. Diese letzteren Werte sind in der von Elster und Geitel vorgeschlagenen Weise ausgedrückt, geben also den Ladungsverlust pro Minute in Prozenten der ursprünglichen Ladung an. Bei allen den hier verwendeten Messungen war der Zerstreuungscylinder zum Schutz gegen die Wirkungen des Erdfeldes von einem weitmaschigen Drahtgeflecht umgeben. Um meine Zahlen für a_- und a_+ mit den unter Anwendung eines Schutzcylinders nach Elster und Geitel gewonnenen vergleichen zu können, wären dieselben ungefähr mit 3 zu dividieren.[1])

Wie man sieht, vereinfacht sich die Kurve für q in der Höhe. Das vormittägige Maximum fällt aus, auch konnte ich das mittägige Minimum dieses Jahr auf dem Rothhorn nicht konstatieren, während dasselbe voriges Jahr bei niederem Barometerstand vorhanden war und auch von Le Cadet auf dem Montblanc um 11 a gefunden wurde. Dass diese, um die Mittagszeit sonst stets eintretende Depression des Wertes q von mir auf dem Rothhorn dieses Jahr nicht beobachtet wurde, ist wohl dem folgenden Umstande zuzuschreiben:

Die hochsommerlichen Temperaturen, die damals unten im Thale herrschten, bewirkten, dass die Spitze des Berges gegen Mittag von Kumuluswolken umlagert war. Deren Anwesenheit drückte den Wert von a_+ herunter und liess somit q steigen. Die im vorigen Jahre von mir auf dem Rothhorne für q erhaltene Kurve[2]) stimmt mit der von Saake in Arosa und Ebert in München erhaltenen in ihrer Form überein.

Sehr stark ausgeprägt fand ich die mittägige Depression von q ebenso wie das in Freiburg nur im Winter besonders hohe abendliche Maximum im März vorigen Jahres in Zermatt. Das Verhältnis fiel dort auch an schönen Tagen auf 0,5, während das Maximum 2,5 betrug.

Ein Vergleich, der die Periode der positiven und negativen Zerstreuung wiedergebenden Kurven zeigt, dass die Erhöhung von q, wie schon bemerkt, in erster Linie bedingt ist durch die Erniedrigung des Wertes von a_+. Die tägliche Periode von q zeigt eine auffallende Übereinstimmung mit der des Potentialgefälles und des Luftdruckes.[3]) Dieser Umstand veranlasste mich zu untersuchen, ob auch ausserhalb der täglichen Periode ein Zusammenhang zwischen diesen drei Faktoren besteht. Darauf, dass bei abwärts gerichteter Luftbewegung, also steigendem Barometer, q grösser als an anderen Tagen gefunden wird, hat schon Ebert[1]) aufmerksam gemacht. Ferner hat Czermak[2]) gefunden, dass bei Föhn q beträchtlich grösser als 1 ist. Seine Beobachtungen konnte ich in diesem Sommer hier bestätigen. Zwar kann in Freiburg von einem ausgeprägten Föhn nicht die Rede sein, aber ich fand anormal hohe Werte von q an den Tagen, an denen nach dem Bericht der meteorologischen Centralstation Föhn in der Centralschweiz herrschte. Nebenbei bemerkt stieg an einem Oktobertage, an dem in der inneren Schweiz heftiger Föhn wehte, der Gehalt der Luft an radioaktiver Substanz auf den bis dahin von mir nie beobachteten Wert $A = 420$ (sonstiges Maximum hier 120, auf dem Brienzer Rothhorn 350). Dass bei fallendem Barometer $q < 1$ wird, habe ich schon früher[3]) bemerkt. Auch v. Schweidler[4]) hat vor Gewittern, also bei aufsteigendem Luftstrom, $q < 1$ gefunden. Die zahlenmässige Feststellung der zwischen der Grösse von q und der Luftbewegung herrschenden Beziehung wird dadurch erschwert, dass der Einfluss der täglichen Periode den der grossen atmosphärischen Wirbel meistenteils überwiegt, auch sind Cyklonen fast stets mit Niederschlägen verknüpft, welche die Ionenführung der Luft in besonderer Weise beeinflussen.

Im nachstehenden gebe ich eine Übersicht über den Zusammenhang zwischen Potentialgefälle und der Grösse q.

Potentialgefälle	0–49	50–99	100–149	150–199	$\frac{\text{Volt}}{\text{meter}}$
q	1,12	1,31	1,69	1,84	

Die Bestimmungen des Potentialgefälles erfolgten gewöhnlich in den Pausen zwischen der Messung von a_- und a_+ vermittels eines in $1\frac{1}{2}$ m Abstand von der Hauswand angebrachten Flammenkollektors. Die Reduktion auf absolute Werte geschah mittels gleichzeitig auf einer vor dem Hause gelegenen Wiese vorgenommenen Beobachtungen. Man sieht, dass q mit dem Potentialgefälle steigt. Diese Übereinstimmung im Gange der beiden Faktoren wird noch auffallender, wenn man auch die an anderen Orten gemachten Beobachtungen zum Vergleiche heranzieht. Allerdings muss bemerkt werden, dass der parallele Gang nur in den Mittelwerten deutlich hervortritt, im einzelnen können bei jedem Werte des Potentialgefälles voneinander stark abweichende Werte von q auftreten. Eine

1) Nicht multiplizieren, wie es infolge eines Schreibfehlers auf Seite 268 dieser Zeitschr. heisst.
2) Diese Zeitschr. **4**, 268, 1903.
3) Vergl. die Darstellung in Studies on the meteorological Effects of the solar and terrestrial physical Processes, p. 1, Washington 1903.

1) Diese Zeitschr. **4**, 94, 1902.
2) Diese Zeitschr. **3**, 186, 1902.
3) Diese Zeitschr. **4**, 270, 1903.
4) Wiener Berichte **111**, IIa, 1463, 1902.

genaue Bestimmung des Zusammenhangs beider Grössen ist schon dadurch erschwert, dass zu manchen Tageszeiten der Wert des Potentialgefälles in der halben Stunde, welche die Bestimmung von q erfordert, sich stark ändert. Besonders im Herbst und Winter bietet die Bestimmung von q in den Morgen- und Abendstunden Schwierigkeiten, da um diese Zeit die Zerstreuungskoeffizienten rasch grösser resp. kleiner werden. Eine weitere Schwierigkeit, einen Zusammenhang zwischen Potentialgefälle und Ionenführung zu finden, liegt darin, dass q nur das Verhältnis zwischen den Produkten aus Ionenzahl und Ionenbeweglichkeit angiebt, das Potentialgefälle aber wohl eher durch das Verhältnis der Ionenzahlen beeinflusst wird. Ich habe zwar seit einiger Zeit auch Messungen des Ionengehaltes der Atmosphäre aufgenommen, möchte aber aus den wenigen vorliegenden Zahlen noch keine Schlüsse ziehen. Man kann gegen die oben mitgeteilten Zahlen den Einwand erheben, dass die Grösse q durch das Haus, auf dessen Balkon die Zerstreuungsmessungen vorgenommen wurden, beeinflusst erscheint. Ich habe deshalb auch etwa 100 Beobachtungspaare in der Weise ausgeführt, dass ich die Zerstreuungsmessungen auf einem Tische vornahm, der im Garten etwa 15 m vom Hause und 10 m vom nächsten Baume entfernt stand. Die Potentialmessungen mussten allerdings von dem Fenster der Wohnung aus vorgenommen werden, da mir die oben erwähnte Wiese selten zugänglich war, und die verschiedenen Sträucher und ähnliches im Garten eine Reduktion der gemessenen Werte auf ebenes Terrain auch unmöglich gemacht hätten.

Das Resultat der Messungen weicht von dem oben Angegebenen nicht ab; niedrigen Werten des Potentialgefälles entsprechen auch niedrige Werte von q und ebenso hohen Werten des einen Faktors hohe des andern. Dabei können aber auch hier bei einem und demselben Wert des Potentialgefälles die verschiedensten Werte von q vorkommen, doch wurde sehr selten beobachtet, dass Werte von q, die kleiner sind als 1, vorkommen bei einem Potentialgefälle von über 70 $\frac{V}{m}$.

Sehr deutlich musste die Beziehung zwischen Stärke des Erdfeldes und Ionenführung der Atmosphäre am Brienzer Rothhorn zum Ausdruck kommen. Sowohl die Zerstreuungs- als auch die Potentialgefällmessungen wurden an flacher Stelle des Grates, in einer Höhe von 2300 m vorgenommen. Die nachstehenden Zahlen geben die Potentialdifferenz zwischen Erdboden und einem 1 m darüber gelegenen Punkte an und sind natürlich nicht auf eine ebene Fläche reduzierbar. Es wurde aber stets genau an demselben Punkte gemessen.

Potentialgef.	200-299	300-399	400-499	500-599	600-699 $\frac{\text{Volt}}{\text{meter}}$
q	3,21	4,33	5,46	8,43	9,07

v. Schweidler hat seine Zerstreuungsmessungen in einem mit Zink gedeckten Gartenhäuschen vorgenommen, also einem Punkte, der gegen die Wirkungen des Erdfeldes geschützt ist. Aus den allerdings wenigen Potentialgefällmessungen, die ziemlich gleichzeitig mit Messungen der Zerstreuung angestellt wurden, habe ich das folgende Resultat abgeleitet:

Potentialgefälle	50—100	100—150 $\frac{\text{Volt}}{\text{meter}}$
q	0,93	1,06

Die angeführten Resultate scheinen mir nicht in Übereinstimmung zu stehen mit der Hypothese, dass die negative Ladung des Erdkörpers von der Adsorption negativer Ionen herrührt.[1])

Die gegen Mittag an vielen Orten eintretende Depression des Potentialgefälles, die in offenbarem Zusammenhang mit der gleichzeitig beobachteten Verringerung des Wertes q steht, wird von Chauveau[2]) und von Exner[3]) als eine Störung des normalen Erdfeldes betrachtet, die allein von der Nachbarschaft des Bodens herrührt. Die Störung scheint im Zusammenhang zu stehen mit der halbtägigen Welle des Luftdruckes. Für die Annahme, dass die störenden Massen ihren Sitz in den unteren Schichten der Atmosphäre haben, spricht meines Erachtens die schon oben erwähnte Thatsache, dass im allgemeinen die tägliche Periode des Luftdrucks den Einfluss der grossen atmosphärischen Wirbel auf das Zerstreuungsvermögen der Luft überwiegt. Über die Natur dieser störenden Massen ein bestimmtes Urteil abgeben zu wollen, wäre wohl verfrüht. Einige Thatsachen scheinen mir indessen dafür zu sprechen, dass die Bewegung von Staub und Wasserdampf eine Rolle spielt, und dass neben der relativen Feuchtigkeit auch die absolute insofern die Zerstreuung beeinflusst, als mit steigendem Wasserdampfgehalt auch der Wert von q steigt und umgekehrt. Speziell die mittägige Verringerung des Wertes von q kann aber nicht der Einwirkung von Staub zugeschrieben werden, denn eine solche müsste den Wert des Zerstreuungskoeffizienten herabsetzen, in Wirklichkeit steigt derselbe aber um die Mittagszeit an, nur steigt a_+ rascher als a_-, was die Erniedrigung von q zur Folge hat.

Ein Einfluss der relativen Feuchtigkeit auf q muss insofern vorhanden sein, als bei steigender relativer Feuchtigkeit a_+ rascher abnimmt als a_-. Besonders schön geht dies aus den

1) Vergl. Riecke, Ann. d. Phys. **12**, 83, 1903.
2) Chauveau, Etude de la variation diurne de l'electricité atmosphérique, II mémoire, p. 110.
3) F. Exner, Wiener Berichte **110**, IIa, 350, 1901.

von Pochettino[1]) mitgeteilten Zahlenreihen hervor. Meine eigenen Beobachtungen lassen zunächst nur erkennen, dass bei den höchsten Feuchtigkeitsgraden a_+ rascher abnimmt als a_-. Sehr auffällig aber wird die Verringerung der Zerstreuungsgeschwindigkeit speziell positiver Ladungen, sobald Kondensation von Wasserdampf eintritt. Ich habe schon oben die hohen Winterwerte von q auf das Vorhandensein von Dunstschichten zurückgeführt, die in der kalten Jahreszeit den Boden bedecken. Ich habe auch schon früher wiederholt bemerkt, dass die Anwesenheit solcher Dunstschichten selbst dann den Wert von q erhöht, wenn diese Schichten tief unter dem Standorte des Beobachters liegen.

Sehr gut lässt sich der Einfluss einer am Boden sich bildenden Dunstschicht des Abends verfolgen. In demselben Augenblicke, in dem am Boden eine auch nur leise Dunstschicht sichtbar wird, steigt das Potentialgefälle und a_+ sinkt sehr stark, während a_- dies nur in geringerem Masse thut, q steigt also ebenfalls. Das Ausfällen der negativen Ionen durch den Tau hat auch schon Ebert[2]) bemerkt. Diese rasche Verminderung der Zerstreuungsgeschwindigkeit positiver Ladungen durch Taubildung hat insofern etwas Auffälliges, als sie sich auch in Höhen über dem Boden bemerkbar macht, in denen der Wasserdampfgehalt der Luft sehr weit vom Sättigungspunkt entfernt ist. So habe ich z. B. die mit der Taubildung am Boden eintretende Verringerung von a_+ und die damit verbundene Steigerung des Potentialgefälles konstatieren können auf einer 7 m über dem Boden gelegenen Terrasse. In dem Augenblicke, in dem die Blättchen des zur Potentialgefällemessung dienenden Elektroskopes auseinander gingen, erkannte auch das Auge die Bildung einer Dunstschicht am Boden, während das in gleicher Höhe mit der Terrasse in dem bei den schweizerischen Stationen üblichen Zinkblechgehäuse aufgestellte Haarhygrometer eine relative Feuchtigkeit von nur 45 Proz. anzeigte. Die beobachteten Thatsachen erklären auf jeden Fall sehr gut die zuerst von Exner beobachtete Erscheinung des abendlichen Sprungmaximums des Potentialgefälles. Mit der Taubildung verringert sich die Zahl der negativen Ionen in viel stärkerem Masse als die der positiven; es steigt q und damit das Potentialgefälle sehr rasch. Allmählich werden die mit dem Taue niedergeschlagenen negativen Ionen durch Diffusion, vielleicht auch durch das spontane Regenerationsvermögen der Luft wieder herbeigeschafft, a_+ steigt bald nach Sonnenuntergang wieder an, und damit erreicht auch das Potentialgefälle wieder seinen normalen Wert.

In Zermatt, wo ich im Monat März Messungen anstellte, lagerte während der ganzen Nacht eine Dunstschicht unmittelbar über dem Boden, deshalb kehrten sowohl das Potentialgefälle als auch der Wert q, nachdem sie einmal den hohen Abendwert erreicht hatten, nicht mehr auf ihren früheren Wert zurück.

In der Oase Tougourt brachte die zur Zeit des Sonnenuntergangs herabsinkende Luft den Staub zurück, welcher unter Tags in die Höhe gerissen war, und verhinderte gleichzeitig den Rauch der um diese Zeit angezündeten Herdfeuer, in die Höhe zu steigen, deshalb verringerte sich die Zerstreuungsgeschwindigkeit speziell positiver Ladungen um diese Zeit sehr stark; eines Abends fiel a_+ auf 0,20, a_- auf 0,82 Proz., während der durchschnittliche Wert im Laufe des Tages 7 Proz. betrug. Das Verhältnis q erreichte den Wert 4 und damit stieg auch das Potentialgefälle. Mache[1]) hat das starke, mit der Rauchentwickelung verbundene Ansteigen des Potentialgefälles auch in Delhi beobachtet. Er nimmt als Ursache eine positive Ladung des Rauches an. Zerstreuungsmessungen hätten ihn wohl zu demselben Resultat geführt, zu dem ich auch gekommen.

Eine vollständig befriedigende Erklärung des Sprungmaximums, das manchmal eintritt, wenn morgens die ersten Sonnenstrahlen den Standort des Beobachters erreichen, steht noch aus. Man kann annehmen, dass der verdampfende Tau eine Erhöhung der relativen Feuchtigkeit der untersten Luftschichten und damit eine Erhöhung von q und des Potentialgefälles hervorruft, indessen pflegt die relative Feuchtigkeit vor dem Erscheinen der Sonne dem Sättigungspunkt schon nahe zu sein, und ich konnte bis jetzt eine Änderung der Zerstreuungskoeffizienten während des Sonnenaufgangs nicht nachweisen. Ist der Boden mit Dunst bedeckt, so steigt sowohl a_+ als auch a_- vom Erscheinen der Sonne an, im Sommer dagegen sinkt a_+ von $4^h a$ bis etwa $8^h a$. Dieser letztere Umstand bedingt, da a_- vom frühen Morgen an kontinuierlich steigt, ein gegen $8a$ eintretendes Maximum von q, zusammenfallend mit dem Maximum des Potentialgefälles. Auf dem Brienzer Rothhorn war dieses Vormittagsmaximum von q nicht vorhanden. Entsprechend der im Laufe des Tages zunehmenden Feuchtigkeit fiel a_+ fast ununterbrochen bis zum Nachmittag und damit stieg q.

Ich habe früher[2]) bemerkt, dass stagnierende Nebel, welche unter der Herrschaft niederen

1) Pochettino, Rendiconti d. r. A. d. Lincei, **10**, 1, p. 108, 1901.
2) Ebert, diese Zeitschr. **4**, 94, 1902.

1) Mache, Wiener Berichte **109**, IIa, 686, 1900.
2) Diese Zeitschr. **4**, 269, 1903.

Luftdruckes das Rothhorn umgaben, den Wert von q herabdrückten. Dasselbe war nicht der Fall bei den Kumuluswolken, welche während meines letzten Aufenthaltes daselbst mittags den Berg streiften. Solche Wolken verringerten zwar den Wert von a_-, noch mehr aber den von a_+, so dass q einmal auf 16,33 stieg.

Dass q im allgemeinen mit der relativen Feuchtigkeit wächst, habe ich im vorstehenden wiederholt konstatiert, ich betone aber, 1. dass dieser Zusammenhang nur dann deutlich hervortritt, wenn die Feuchtigkeit in unmittelbarer Nähe des Bodens gemessen wird, und 2. dass dieser Zusammenhang sich auch nur in den Mittelwerten klar offenbart. Die Thatsache, dass bei ein- und demselben Feuchtigkeitsgrade die verschiedensten Werte von a_- und a_+ auftreten können, zeigt, dass die Grösse der Zerstreuung nicht ausschliesslich durch die Höhe der relativen Feuchtigkeit bedingt sein kann. Der Umstand, dass fast überall gegen $4^h a$ ein Minimum des Potentialgefälles und von mir auch ein Minimum von q beobachtet wurde, obwohl zu dieser Zeit die relative Feuchtigkeit fast stets über 90 Proz. beträgt, weist in Verbindung mit anderen bekannten Thatsachen auf den grossen Einfluss hin, den die tägliche Luftdruckschwankung auf die Ionenführung der Atmosphäre ausübt. Hervorgehoben zu werden verdient der Umstand, dass der Koeffizient a_+ grösseren Schwankungen unterworfen ist als der a_-.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist es vor allem, auf die Wichtigkeit hinzuweisen, die in Verbindung mit Zerstreuungsmessungen ausgeführten Messungen des Potentialgefälles zukommt. Des weiteren will sie anregen, auch bei den Zerstreuungsmessungen die Schwankungen des Luftdruckes und des Dampfdruckes zu verfolgen, des letzteren schon aus dem Grunde, weil die Veränderungen der absoluten Feuchtigkeit Anhaltspunkte für die Erforschung der Vertikalbewegung der untersten Luftschichten geben. Erforderlich wird es auch sein, dass Ionengehalt und Ionenbeweglichkeit in Zukunft getrennt bestimmt werden, was bis jetzt noch bei hohen Feuchtigkeitsgraden experimentelle Schwierigkeiten bot.

Freiburg (Schweiz), November 1903.

(Eingegangen 12. November 1903.)

Über einige elektrodynamische Messinstrumente der Firma Hartmann & Braun, A.-G.

Von Th. Bruger.

Die in folgendem beschriebenen, direkt zeigenden Instrumente verdanken ihre Konstruktion in erster Linie der Wichtigkeit, welche Messungen von Wechselstrom jederart in neuerer Zeit erlangt haben. Dementsprechend wurde zunächst Gewicht darauf gelegt, möglichst die Störungen zu vermeiden, die in der Eigenart des Wechselstroms ihren Grund haben und die in der Hauptsache auf Induktionswirkungen — Selbstinduktion, gegenseitige Induktion, Wirbelstrominduktion — zurückzuführen sind. Dann aber erschien es auch wichtig, die Instrumente möglichst unabhängig von in der Nähe befindlichen Fremdfeldern zu machen, sie mit ausreichender Dämpfung zu versehen und besonders noch dahin zu streben, dass die Skalen einen möglichst gleichförmigen Verlauf erhalten, damit auch kleine Messgrössen schon mit hinlänglicher Genauigkeit ablesbar sind. Bezüglich des letzten Punktes liegen die Verhältnisse für Wechselstrominstrumente, welche wie die vorliegenden, auf rein elektrodynamischem Prinzip beruhend, zur Strom-, Spannungs- und Leistungsmessung dienen sollen, nicht so einfach, wie z. B. für Gleichstrom-Instrumente mit permanentem Magnetfeld, und es mag daher hier zunächst kurz auf die in dieser Beziehung massgebenden allgemeinen Grundsätze eingegangen werden.

Bezeichnet man mit G die potentielle Energie zwischen einem festen und einem beweglichen elektrodynamischen System, die beide von dem Strome 1 durchflossen werden, so dass durch $\frac{dG}{dx}$ die in der Richtung x von dem einen auf das andere ausgeübte Kraft gegeben ist, und setzt man voraus, dass der elektrodynamischen Kraft eine mechanische von der Grösse $K=f(x)$ entgegenwirkt, so wird die Gleichgewichtsbedingung, für welche das bewegliche System in Ruhe bleibt:

$$\frac{dG}{dx}=K=f(x)$$

lauten. Haben wir es an Stelle der Stromeinheit mit Strömen von der Grösse $\mathfrak{J}$ und i zu thun, die je eines der beiden elektrodynamischen Systeme durchfliessen, so geht die obige Gleichgewichtsbedingung über in die folgende:

$$\mathfrak{J}\cdot i\cdot\frac{dG}{dx}=f(x).$$

Wir nehmen nun an, dass das vom Strome $\mathfrak{J}$ durchflossene System fest und durch den Wert $x=0$ in seiner Lage bestimmt sei und unterscheiden zwei Fälle: erstens den, in welchem durch die Grösse der Bewegung des von i durchflossenen Systems das Produkt $\mathfrak{J}\,i$ gemessen werden soll und zweitens den, wo man $\mathfrak{J}=c\,i$ wählt und lediglich i messen will. Für den ersten Fall ergiebt sich, wenn ein bestimmtes Stromprodukt gesucht ist:

$$\mathfrak{J}\cdot i=\frac{K}{\frac{dG}{dx}}$$

und für den zweiten Fall, wenn ein bestimmtes i gesucht ist:

$$i = \sqrt{\frac{K}{c \cdot \frac{dG}{dx}}}$$

oder

$$i^2 = \frac{K}{c \cdot \frac{dG}{dx}}.$$

Nun wird bei der grossen Mehrzahl der praktisch in Frage kommenden Instrumente die mechanische Gegenkraft K durch eine Torsionsfeder geliefert, bezüglich der man annehmen kann, dass die von ihr entwickelte Kraft proportional der Verschiebung ihres freien Endes ist, so dass $K = c' \cdot x$ wird. Für diesen Fall hat man also:

$$\mathfrak{J} \cdot i = \frac{c' \cdot x}{\frac{dG}{dx}}$$

wenn es sich, wie beim Wattmeter um Messung des Produktes zweier Ströme und:

$$i^2 = \frac{c'' x}{\frac{dG}{dx}}$$

wenn es sich, wie beim Dynamometer, um Messung eines Einzelstromes handelt.

Soll nun die Anzeige beider Instrumente auf einer gleichförmig verlaufenden Skala erfolgen, so muss sein:

im ersten Falle: $\mathfrak{J}\, i = c_1 \cdot x$ und im zweiten Falle: $i^2 = (c_2 \cdot x)^2$, woraus folgt:

$$(1) \qquad \frac{c' \cdot x}{\frac{dG}{dx}} = c_1 \cdot x \quad \text{oder} \quad \frac{dG}{dx} = const.\,,$$

für das Wattmeter, und:

$$(2) \qquad \frac{c'' \cdot x}{\frac{dG}{dx}} = (c_2 x)^2 \quad \text{oder} \quad \frac{dG}{dx} = \frac{const.}{x}$$

für das Elektrodynamometer und, wenn man die Integralwerte bildet:

$$G = c_1 \cdot x + a \quad \text{und} \quad G = c \cdot ln\,(x) + a$$

wo a eine Integrationskonstante bedeutet. Besteht die Bewegung in einer Drehung des beweglichen Systems gegen das feste, so hat man, wenn α den Drehwinkel bezeichnet:

$$(1a) \qquad \frac{dG}{d\alpha} = const. \qquad G = c \cdot \alpha + a$$

und

$$(2a) \qquad \frac{dG}{d\alpha} = \frac{const.}{\alpha} \qquad G = c \cdot ln\,(\alpha) + a$$

als Bedingungsgleichungen, denen entsprechend die elektrodynamischen Systeme gewählt werden müssen, und es fragt sich, ob dies praktisch ausführbar ist.

Was zunächst die Konstruktion des Leistungsmessers betrifft, die den Gleichungen 1a entsprechen soll, so liegt die Möglichkeit vor, zwei Spulen, die denselben einzeln nicht völlig genügen, zu einem drehbaren Doppelsystem derart zu kombinieren, dass die Abweichungen der Einzelwirkungen jeder Spule sich ausgleichen und im ganzen doch eine von der Lage des Systems unabhängige Kraft erhalten wird. Derartig eingerichtete Instrumente sind früher von mir beschrieben.[1]) — Man gelangt jedoch direkter zum Ziele, wenn man entweder dem festen oder dem beweglichen Felde eine ähnliche Konstitution giebt, wie sie das feste permanente Feld eines Drehspul-Galvanometers aufweist, in welchem die Kraftlinien lauter Durchmesser eines Kreises bilden, und hat dabei verschiedene Wege, welche man zur Herstellung eines rein elektrodynamischen derartigen Feldes einschlagen kann. Zwei derselben sind von Herrn Raps angegeben[2]); ein anderer, von mir bei dem hier zu beschreibenden Wattmeter benutzt, führt auf ein besonders genau den theoretischen Bedingungen entsprechendes diametrales Feld. — Den Ausgangspunkt bildet dabei eine flache, scheibenförmige Spule, auf deren Oberfläche die Kraftlinien alle vom Centrum zur Peripherie verlaufen. Trifft man nun Vorkehrungen, durch welche die eine Hälfte dieser Kraftlinienschar entweder unwirksam gemacht, oder noch besser durch eine gleiche Schar in entgegengesetzter Richtung verlaufender ersetzt wird, damit diese die andere Hälfte zu diametralen Linien ergänzen, so ist die gestellte Forderung vollkommen erfüllt.

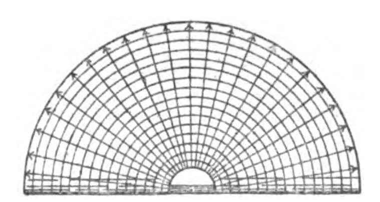


Fig. 1.

Fig. 1 zeigt den Verlauf der Kraftlinien für eine flache, scheibenförmige Spule, die in der Richtung eines Durchmessers um 90^0 gebogen wurde, und Fig. 2 das Feld zweier derartiger in gewissem Abstand übereinander gelegter Spulen mit darin befindlicher Drehspule. Aus Fig. 3 und 4 ist ersichtlich, wie man es durch zweimaliges Biegen einer ovalen Flachspule um 90^0 aus ihrer Ebene erreicht, dass die auf der oberen Seite der einen (unteren) Scheibenhälfte verlaufenden Kraftlinien sich mit den unter der anderen (oberen) Scheibenhälfte verlaufenden

1) Berl. Elektrot. Zeitschrift, 1894, S. 332 u. 1897, S. 175.
2) Berl. E. Z. 1899, S. 665.

Kraftlinien, zu einem, eine Kreisfläche erfüllenden Felde zusammensetzen, dessen Linien lauter

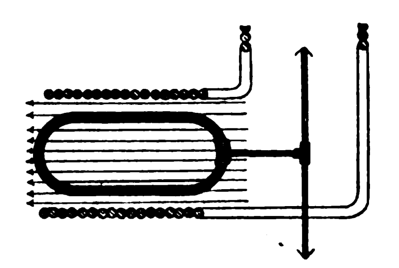


Fig. 2.

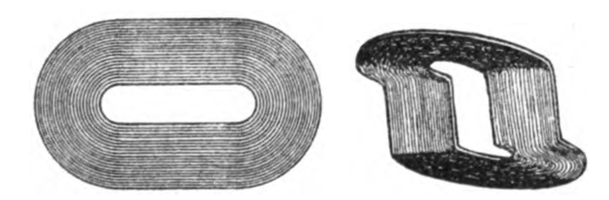


Fig. 3.

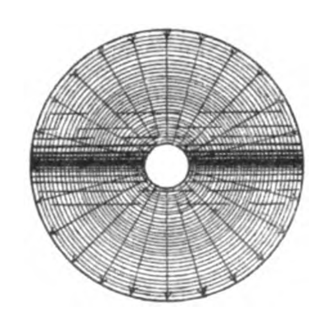


Fig. 4.

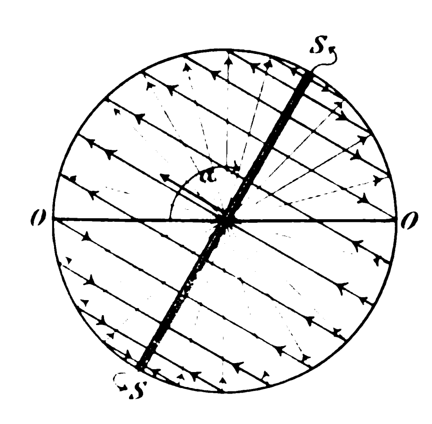


Fig. 5.

Durchmesser dieser Kreisfläche bilden. Es ist von Wichtigkeit, dass bei einer derartigen Spule das erzeugte Feld in der Richtung jedes konzentrischen Kreises über einen Bogen von nahe 180° von durchaus gleicher Stärke bleibt, so dass eine, um den Mittelpunkt der das Feld bildenden Kreisfläche drehbare, nicht zu breite rahmenförmige Spule (s. Fig. 5) immer von der gleichen Anzahl Kraftlinien getroffen wird. Berücksichtigt man die Richtung der die bewegliche Spule durchsetzenden festen Linien, indem man etwa die durch die Linien des beweglichen Feldes gekennzeichnete Richtung als positive einführt, so findet man, dass alle in den Winkelraum α fallenden festen Linien, und also auch deren Projektionen normal zur Fläche der Drehspule positiv sind, alle den Winkel $180^0 - \alpha$ erfüllenden aber negativ, wenn α den Winkel bezeichnet, um den die Mittelebene der beweglichen Spule gegen die mit der neutralen Mittellinie o — o der gebogenen festen Spule zusammenfallende Richtung verdreht ist. Man erhält also für die potentielle Energie zwischen beiden Feldern, d. h. in diesem Falle für die Normalinduktion des beweglichen durch das feste Feld, den Ausdruck:

$$G = + c\,\alpha - c\,(\pi - \alpha),$$

wo c ein Proportionalitätsfaktor ist, oder

$$G = c \cdot (2\alpha - \pi),$$

woraus dann folgt:

$$\frac{dG}{d\alpha} = 2\,c = const.$$

Fig. 6 zeigt einen fertigen Leistungsmesser für kleinere Leistungen in seiner jetzigen Ausführungsform. Derselbe enthält zwei der oben beschriebenen ⅂_-förmig gebogenen Flachspulen an gemeinsamer Achse drehbar angeordnet, die



Fig. 6.

so geschaltet sind, dass sie ein astatisches System bilden und der Wirkung einer festen rahmenförmigen Spule unterliegen. Es ist naturgemäss theoretisch gleichgültig, ob das Feld mit diametral verlaufenden Kraftlinien als bewegliches oder als festes System für das Instrument ausgenutzt wird, aus praktischen Gründen ist jedoch die hier ausgeführte Konstruktion vorzuziehen, da sich die dünndrähtigen Spannungsspulen sehr bequem in die verlangte Form biegen lassen und es wegen der geringen Ausdehnung derselben in vertikaler Richtung gut angängig ist, das Instrument mit zwei übereinander angeordneten beweglichen Spulen, die ein astatisches System von sehr geringem Gewicht bilden, auszurüsten und so von Beeinflussung durch Fremdfelder unabhängig zu machen.

Die feste Hauptstromspule, innerhalb deren die untere Spule des astatischen Systemes schwingt, während sich die obere desselben über ihr befindet, besteht aus zwei Hälften, zwischen denen die möglichst dünn und leicht gehaltene Drehachse nach oben und unten hindurchtritt; sie werden, da Metallmassen in ihrer Nähe zu vermeiden sind, durch Klammern aus isolierendem Material gehalten und an die vier äusseren, vorn auf der Hartgummigrundplatte des Instrumentes sichtbaren Klemmen angeschlossen, so dass sie durch drehbare und mittels Schrauben fest anzuschliessende Kupferlamellen entweder, wie im Bilde dargestellt, parallel, oder, indem beide Lamellen mit der mittleren Klemme verschraubt werden, in Serie geschaltet werden können. So ergeben sich zwei Strommessbereiche, die im Verhältnis 1 : 2 zueinander stehen. Alle Spulen dieses, sowie der später zu beschreibenden Instrumente sind frei gewickelt, d. h. ohne einen Metall- oder Holzrahmen, zur Anwendung gebracht. An der Drehachse sind unten noch zwei Glimmerflügel befestigt, die in einer aus Isoliermaterial hergestellten Kammer schwingen und eine aperiodische Luftdämpfung liefern. Die Achse selbst hängt an einem genügend starken Kokon und die mechanische Gegenkraft wird durch eine flache Torsionsfeder geliefert, welche mit einer bequem einstellbaren und nach Abschrauben des Glasdomes zugänglichen Rändelschraube in Verbindung steht, während die Stromzuführung durch sehr dünne Blattsilberstreifen reibungslos erfolgt. Im Fusse des Instrumentes finden Vorschaltwiderstände für Spannungen bis zu 200 Volt Platz, ebenso die sicher wirkende Arretiervorrichtung, die eine kleine, dicht über den Glimmerflügeln an der Achse befestigte Aluminiumscheibe gegen den Deckel der Dämpferkammer drückt und das Instrument gut transportabel macht. Der messerförmige Zeiger schwingt über einer aus Isoliermaterial hergestellten, mit Spiegelbogen zur Vermeidung der Parallachse ausgerüsteten, durchaus gleichförmigen Skala und gestattet sehr genaue Ablesungen. Vor Gebrauch wird das Instrument nach der mit dem Suspensionskopf in fester Verbindung stehenden Libelle horizontiert. — Die wichtigsten Konstanten des Leistungsmessers sind folgende: Widerstand des beweglichen Systems ohne den festen Vorschaltwiderstand: ca. 190 Ohm, Stromverbrauch desselben bei Maximalausschlag: 15 bis 20 Milliamp., induktionsfreier Vorschaltwiderstand für 100 Volt ca. 5000 Ohm, Selbstinduktionskoeffizient der Nebenschlussspulen $\lambda = 0{,}0033$ Henry, Spannungsverlust an den Enden der parallel geschalteten Hauptstromspulen für 25 Amp. ca. 0,25 Volt. Das Instrument wird auch zur Messung sehr kleiner Leistungen mit Spiegelablesung ausgeführt und eignet sich hierfür besonders deshalb, weil seine Anfangsempfindlichkeit in der Nähe der Ruhelage der gleichförmigen Skala wegen verhältnismässig gross ist.

Bei Herstellung eines rein elektrodynamischen Strom- oder Spannungsmessers mit gleichförmiger Skala hat man der Bedingung:

$$G = c \cdot ln\,(\alpha) + a$$

oder

$$\frac{dG}{d\alpha} = \frac{c}{\alpha}$$

zu genügen, die sich nicht so einfach in die Praxis übersetzen lässt wie diejenige, welche für die Wattmeterkonstruktion massgebend war, und man wird hier, wie es scheint, rationell nur mit Hilfe eines Doppelsystems zum Ziele gelangen. Handelt es sich zunächst darum, eine Kraftwirkung zu erzielen, die innerhalb gewisser Grenzen nahe umgekehrt proportional der Entfernung der beiden in Wechselwirkung tretenden Systeme abnimmt, so kann man hierfür zwei flache scheibenförmige Spulen miteinander parallelen Windungsflächen benutzen, deren eine feststehend auf die andere ihr so weit wie möglich genäherte abstossend wirkt. Die Kraft zwischen zwei derartigen kreisförmigen Spulen, die vom Strome 1 durchflossen sind, ist angenähert gegeben durch die Formel:

$$(3) \qquad \frac{dG}{dx} = \frac{4\pi a \cdot x}{(a-b)^2 + x^2},$$

wo a und b die als nahezu gleich angenommen reduzierten Radien der beiden Windungsflächen und x den Abstand der letzteren voneinander bezeichnen. Ist hier $a = b$, so hat man

$$\frac{dG}{dx} = \frac{const}{x},$$

doch gilt diese Beziehung genau nur, solange x gegen a und b klein ist und für die Wirkung

wesentlich nur die einander parallelen Leiterteile in Betracht kommen. In Fig. 7 giebt die Kurve I die durch einen Versuch ermittelte Beziehung des Drehwinkels α zur abstossenden Kraft zwischen zwei scheibenförmigen Flachspulen von 35 mm Durchmesser, deren eine fest die andere um eine bei o befindliche Achse drehbar ist.[1]) Man bemerkt, dass auch bei der Drehung der einen Spule gegen die andere die Kraft anfangs nahe proportional dem reziproken Werte des Drehwinkels ist, aber von etwa 30^0 Ausschlag an wesentlich schneller abnimmt, wie es diese Beziehung erfordern würde und wird darauf hingewiesen, eine zusätzliche Kraft einzuführen, die ausgleichend wirkt. Die mit II bezeichnete Kurve derselben Fig. 7 stellt die Funktion: $c \sin \beta$ dar für den

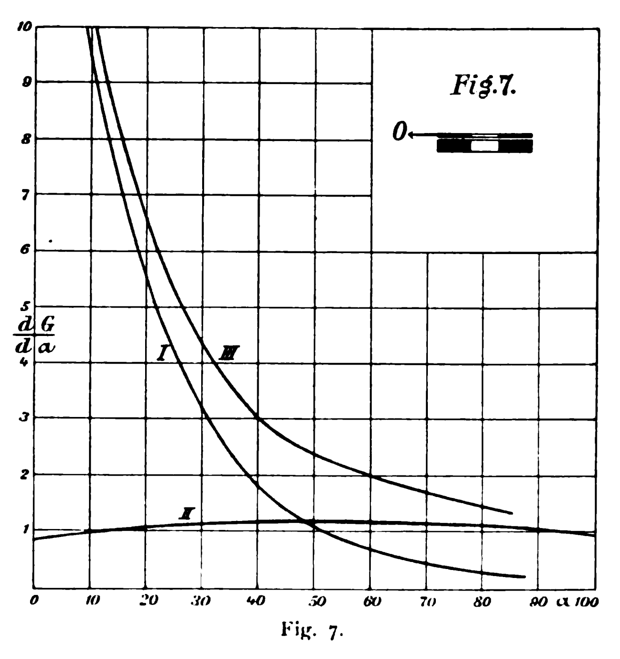


Fig. 7.

Bereich $\beta = 34^0$ bis $\beta = 134^0$ und man erkennt, dass sich durch Addition der Ordinaten beider Kurven I und II eine dritte III ergiebt, die ihrem ganzen Verlaufe nach recht nahe der Bedingung entspricht, dass die Ordinaten dem reziproken Werte der Abszissen proportional sind. Sonach genügt es zur Erzielung einer gleichförmigen Skala, den durch die Flachspulen erzeugten Feldern ein weiteres festes Feld überzulagern, das ein nahezu dem $\sin(\alpha + c)$ proportionales Drehmoment liefert. Ein derartiges Feld lässt sich erzeugen durch eine verhältnismässig breite, nicht sehr hohe ovale Spule, wie sie in Fig. 8, mit S_1 bezeichnet, dargestellt ist. Dieselbe Fig. 8 giebt die ganze Disposition des neuen Elektrodynamometers und zeigt auch

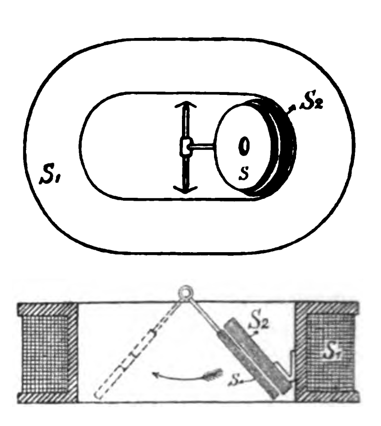


Fig. 8.

die beiden Flachspulen, deren eine feste S_2 um etwa 45^0 gegen das Feld von S_1 verdreht ist, wie dies den in Fig. 7 dargestellten Kurven entspricht.

Die sonstige Einrichtung des fertigen Elektrodynamometers ist aus Fig. 9 ersichtlich und es

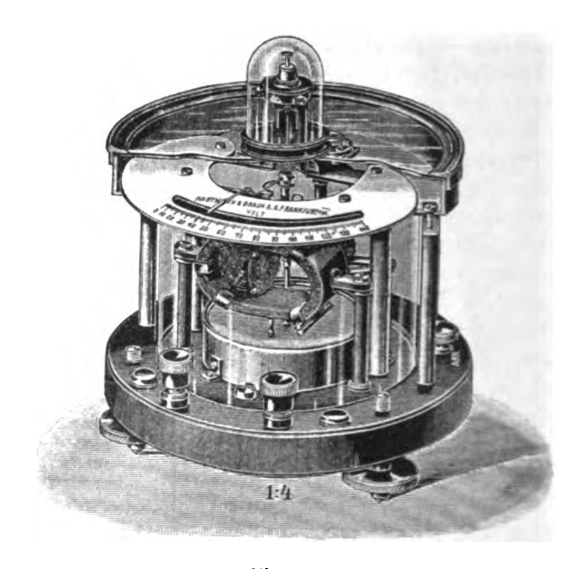


Fig. 9.

sei zunächst darauf hingewiesen, dass hier das Flachspulsystem doppelt vorhanden ist und zwar in der Weise angeordnet, dass sich das eine System wie in Fig. 8 innerhalb der grossen festen Spule, das andere aber diesem diametral gegenübergestellt, hinter derselben befindet, so dass es auf dem Bilde nur wenig sichtbar ist. Man erhält damit einmal ein ausbalanziertes bewegliches System und kann ausserdem die Schaltung so treffen, dass beide beweglichen Spulen sich zu einem astatischen Paare ergänzen, das von Fremdfeldern nicht beeinflusst wird. Abgesehen von den drei festen Spulen, welche durch seitlich gestellte Säulen aus schlecht leitendem Metall gehalten werden, und, wenn es sich um stärkere Ströme handelt, aus

1) Die Kurve beginnt nicht mit $\alpha = 0$, da sich die beiden Spulen praktisch nicht bis zur Koinzidenz ihrer Mittelebene nähern lassen.

einer Reihe parallel geschalteter Windungssysteme bestehen, ist der Aufbau des ganzen Instrumentes, die Aufhängung des drehbaren Spulenpaares, die Torsionsfeder, Dämpfungseinrichtung und Arretierung in ähnlicher Weise ausgeführt, wie bei dem oben beschriebenen Wattmeter. Man muss jedoch aus naheliegenden Gründen hier davon absehen, einem Dynamometer mehrere Strommessbereiche zu geben. Schaltung und Wickelung der Spulen richten sich nach dem Messbereich und bezüglich dieses gelten 0,5 bis 15 Milliamp. als untere und 1 bis 25 Amp. als obere Grenze. Für Messungen bis 2 Amp. werden alle Spulen in Serie geschaltet, für höhere Stromstärken dagegen das bewegliche System parallel zu den festen angeordnet und dabei nach bekannten Regeln der Ohmsche und der induktive Widerstand beider Zweige so bemessen, dass das Instrument bei Gleichstrom und bei Wechselstrom dieselben Ablesungen liefert. Das Dynamometer für Schwachstrom kann natürlich auch als Spannungsmesser benutzt werden unter Hinzuziehung eines induktionsfreien Widerstandes, der im Fusse des Instruments Platz findet. Eine günstige Anordnung für diesen Zweck ist die folgende: Widerstand aller Instrumentspulen ca. 800 Ohm, Stromverbrauch für den Maximalausschlag ca. 17 Milliamp. Widerstandszunahme durch Selbstinduktion bei Verwendung von Wechselstrom von 50 Perioden: 1,75 Proz. Wird dieses Instrument dann mit einem Vorschaltwiderstand für 120 Volt versehen, so beträgt die Abweichung zwischen Gleich- und Wechselstrommessung nur noch 0,2 Proz. Gleich dem Wattmeter und aus demselben Grunde wie dieses kann auch das Elektrodynamometer vorteilhaft für Spiegelablesung eingerichtet werden und gestattet dann, Ströme bis zu 0,00001 Amp. herab nachzuweisen.

Im Anschlusse an die beiden vorstehenden Instrumente sei jetzt noch ein anderes kurz beschrieben, das ebenfalls bei Wechselstrommessungen gute Dienste leistet, für dessen Konstruktion jedoch — wenngleich sich dieselbe an diejenige eines Wattmeters anschliesst — noch andere, wie die oben besprochenen Gesichtspunkte in Betracht kommen. Dieses Instrument soll dazu dienen, die Phasenverschiebung zwischen zwei Wechselströmen gleicher Periodenzahl unabhängig von Strom und Spannung direkt auf einer Skala anzuzeigen und kann, wie ich bereits früher[1]) dargelegt habe, als Doppelwattmeter mit zwei gegeneinander verdrehten beweglichen Spulen konstruiert werden. Beträgt der Winkel zwischen den Ebenen dieser beiden Spulen 90^0 und sind dieselben in einem festen homogenen Felde (Fig. 10) drehbar, so folgt zunächst, dass auf die eine ein Drehmoment proportional dem $\sin \alpha$ und

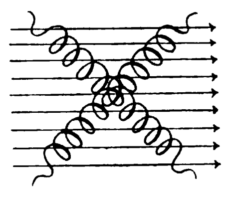


Fig. 10.

auf die andere ein solches proportional $\cos \alpha$ ausgeübt wird, wenn α den Winkel bezeichnet, den das Feld der einen beweglichen Spule mit dem festen Felde bildet. Legt man beide beweglichen Spulen an die nämliche Spannung, nachdem der einen ein grosser, induktionsfreier Widerstand, und der anderen ein stark induktiver Widerstand vorgeschaltet wurde, so erhält man, wenn die erste Spule in Phase mit der Spannung, die zweite aber um 90^0 gegen diese verschoben ist, als Drehmomente:

$$H \cdot h_1 \cdot \cos\varphi \cdot \sin\alpha \text{ und } H \cdot h_2 \sin\varphi \cdot \cos\alpha,$$

wo H, h_1, h_2 das feste und die beiden beweglichen Felder bezeichnen und φ der Phasenverschiebungswinkel ist zwischen dem festen Felde und der Spannung, an welche das bewegliche System angeschlossen wurde. Schaltet man ferner so, dass die beiden Drehmomente einander entgegengesetzt gerichtet sind und ordnet das drehbare Spulenpaar derart in dem festen Felde an, dass ausser den elektrodynamischen keine weiteren Richtkräfte vorhanden sind, so erhält man als Gleichgewichtsbedingung:

$$(5) \quad H \cdot h_1 \cos\varphi \sin\alpha = H h_2 \sin\varphi \cos\alpha,$$

woraus

$$(5\text{a}) \quad tg\,\varphi = \frac{h_1}{h_2} \cdot tg\,\alpha = c \cdot tg\,\alpha$$

folgt, da sich die Felder h_1 und h_2, als von Strömen herrührend, die einander parallel geschaltet sind und durch die gleiche Spannungsdifferenz erzeugt werden, bei gegebenem konstantem Widerstand der beiden Parallelzweige nur durch einen konstanten Faktor unterscheiden. Macht man durch geeignete Wahl der Verhältnisse die Konstante $c = 1$ und verbindet mit dem drehbaren System einen vor einer Skala spielenden Zeiger, so wird der letztere direkt in Bogengraden die Phasenverschiebung zwischen dem das feste Feld erzeugenden Strom und der Spannung, an welche die gekreuzten Drehspulen gelegt sind, anzeigen, sobald man α von der Richtung an zählt, für welche das gegen die Spannung unverschobene, bewegliche Feld mit dem festen Felde koinzidiert. Die Angaben des Instruments sind dabei nach

1) Berl. E. Z. 1898, S. 476.

Gleichung 5a von der Grösse des Messstromes und der Messspannung unabhängig.

Ein unter Zugrundelegung der vorstehend entwickelten Beziehungen konstruierter, direkt zeigender Phasenmesser erfordert die Verschiebung des einen Zweigstromes um genau 90^0 gegen die Spannung und, wenngleich es verschiedene Möglichkeiten giebt, eine „Kunstphase" von 90^0 herzustellen, so würde es doch eine Vereinfachung in der Konstruktion und Justierung des Apparates bedeuten, wenn sich derselbe auch ohne genau 90^0 betragende Kunstphase herstellen liesse. Dies ist in der That der Fall, wenn man die nachstehend beschriebene Einrichtung trifft, die auch bei allen neueren, von der Firma Hartmann & Braun, A.-G., hergestellten Phasenmessern zur Anwendung kommt:

Es sind zunächst an Stelle der beiden sich kreuzenden Spulen des drehbaren Systems vier solcher verwendet, die beiderseits der Achse in zwei aufeinander senkrechten Ebenen liegen (Fig. 11), so dass sie einzeln um je 90^0 gegeneinander versetzt erscheinen. Die Spulen haben Halbkreisform und werden mit ihrer geraden Seite an der Achse befestigt. Sie sind gemäss Schema, Fig. 12 in zwei Gruppen einander parallel

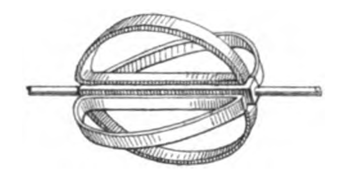


Fig. 11.

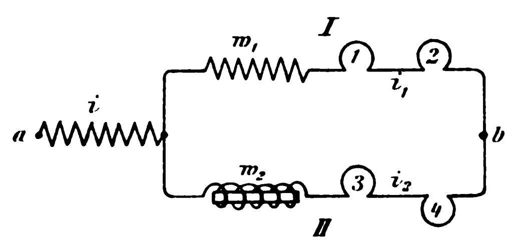


Fig. 12

geschaltet, so dass je zwei um 90^0 gegeneinander versetzte Spulen zu einer Gruppe gehören und dass in jedem der Parallelzweige sich noch ein Widerstand befindet, der in einem Falle induktionsfrei und im anderen Falle stark induktiv sein soll. Es ist also der eine Strom i_2 gegen den anderen i_1 um einen gewissen Winkel in der Phase verschoben, oder, man kann auch sagen, i_1 ist gegen den unverzweigten Strom i um einen Winkel γ_1 nach vorwärts, i_2 aber gegen i um einen anderen Winkel γ_2 nach rückwärts verschoben. Die Stromrichtung wird für die einzelnen Spulen so gewählt, dass bei erregtem Hauptstromfeld drei derselben ein Drehmoment in gleichem, die vierte aber ein solches in entgegengesetztem Sinne liefert, wie ebenfalls in Fig. 12 schematisch angedeutet ist. Wird nun noch der ganzen Verzweigung ein so hoher induktionsfreier Widerstand vorgeschaltet, dass man den unverzweigten Strom i als in Phase mit der Spannung $a-b$ voraussetzen darf, so erhält man, wenn wie oben φ den gesuchten Winkel der Rückwärtsverschiebung des festen Hauptstromfeldes gegen die Spannung $a-b$ und α den Winkel bezeichnet, um welchen das Feld der Spule 1 gegen dieses Feld geneigt ist und wenn n_1 die Windungszahl der Spulen 1 und 3, n_2 diejenige der Spulen 2 und 4 ist, für die vier beweglichen Spulen folgende Drehmomente:

$$
(6) \qquad \begin{aligned}
D_1 &= -n_1 \mathfrak{J} i_1 \,.\, \cos(\varphi + \gamma_1) \sin \alpha \\
D_2 &= -n_2 \mathfrak{J} i_1 \,.\, \cos(\varphi + \gamma_1) \cos \alpha \\
D_3 &= -n_1 \mathfrak{J} i_2 \,.\, \cos(\varphi - \gamma_2) \sin \alpha \\
D_4 &= +n_2 \mathfrak{J} i_2 \,.\, \cos(\varphi - \gamma_2) \cos \alpha
\end{aligned}
$$

Wirken keine weiteren wie diese elektrodynamischen Richtkräfte auf das drehbare System und wählt man den Widerstand und die Selbstinduktion beider Zweige so, dass der scheinbare Widerstand

$$w_2 = w_1, \text{ oder } i_2 = i_1$$

wird und also beide Ströme um den gleichen Winkel γ, der eine nach rückwärts, der andere nach vorwärts gegen i verschoben sind, so erhält man als Gleichgewichtsbedingung

$$
(7) \qquad \begin{aligned}
& n_1 \mathfrak{J} i_1 \cdot \sin\alpha \{\cos(\varphi+\gamma) + \cos(\varphi-\gamma)\} + \\
& n_2 \mathfrak{J} i_1 \cos\alpha \{\cos(\varphi+\gamma) - \cos(\varphi-\gamma)\} = 0
\end{aligned}
$$

oder

$$2 \mathfrak{J} i_1 \{n_1 \sin\alpha \cdot \cos\varphi \cdot \cos\gamma - n_2 \cos\alpha \cdot \sin\varphi \cdot \sin\gamma\} = 0,$$

woraus:

$$tg\,\varphi = \frac{n_1}{n_2}\, cotg\,\gamma \cdot tg\,\alpha$$

folgt, oder bei konstantem γ

$$(8) \qquad tg\,\varphi = const.\; tg\,\alpha.$$

Man hat also auch hier Unabhängigkeit von Messstrom und der Messspannung. — Unter Zugrundelegung dieser in (8) gegebenen Bedingungsgleichung wird die spezielle Konstruktion des Phasenmessers, von dem Fig. 13 die Form für Schalttafeln zeigt, wie folgt ausgeführt:

Zwei kreisförmige, feste, frei gewickelte Spulen, welche durch Platten aus isolierendem Material gehalten werden, liefern zusammen das Hauptstromfeld mit horizontal verlaufenden Kraftlinien. Diese Spulen sind unmittelbar aneinander gesetzt, aber oben und unten mit Einbiegungen versehen, so dass hier Platz für die hindurchtretende vertikale Drehachse ge-

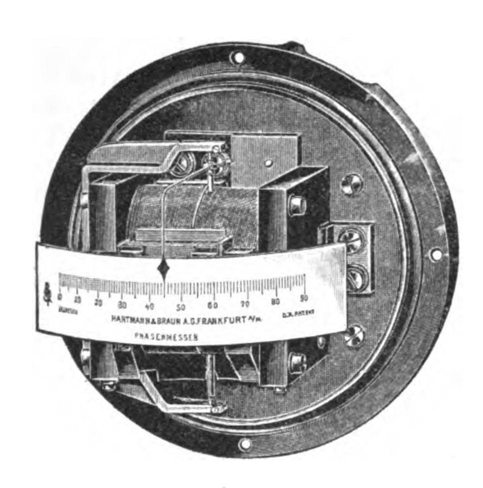


Fig. 13.

geben ist. Letztere trägt die oben beschriebenen vier Halbspulen, die sich zu zwei Kreisen ergänzen und wesentlich kleiner dimensioniert sind, wie der Durchmesser des festen Feldes gestatten würde; kleiner deshalb, um einmal nur den mittleren, nahe homogenen Teil dieses Feldes für die Wechselwirkung zu benutzen und dann auch, um einen möglichst grossen Abstand von den Metallmassen der festen Spulen zu haben und gegen Störungen durch Wirbelströme gesichert zu sein. Der Träger der Spitzen, durch welche die Lager an den Enden der Drehachse geführt werden, ist aus schlechtleitendem Metall hergestellt und einseitig angeordnet, so dass die eine von den beiden festen Spulen ohne weiteres fortgenommen und damit das bewegliche System zugänglich gemacht werden kann. Die Lager selbst bestehen aus sehr harten Edelsteinen und drehen sich um die hochpolierten, festen Stahlspitzen, die infolge dieser Konstruktion ohne Demontierung des Apparates nachgesehen werden können. Die drei Stromzuleitungen, welche für die drehbaren Spulen erforderlich sind, werden durch sehr dünne Blattgoldstreifen vermittelt, die keine irgendwie in Betracht kommenden Richtkräfte ausüben. Der induktionsfreie Vorschaltwiderstand des einen Zweiges, sowie der induktive des anderen sind fest im Gehäuse des Instruments untergebracht. Letzterer besteht hier in einem magnetisch nahe geschlossenen viereckigen Rahmen aus lamelliertem Eisen mit Spulen auf den Längsseiten und hat eine solche Lage, dass er die wirksamen Felder nicht merklich stört. Der mit der Drehachse verbundene Zeiger ist vertikal nach unten abgebogen und spielt vor einer kreisförmigen Skala, auf der man direkt den Phasenverschiebungswinkel abliest. Die Strom- und Spannungsklemmen befinden sich auf der Rückseite des Instruments.

Da der oben erwähnte induktive Widerstand einen Phasenverschiebungswinkel von nahezu 60^0 zwischen den beiden Zweigströmen des beweglichen Systems liefert und also hier $\cot g \gamma$ etwa $= 2$ ist, so wird, wenn einem Bogengrad auf der Instrumentskala auch ein Grad Phasenverschiebung entsprechen soll, das Verhältnis $n_1/n_2 = 1/2$ gemacht. Im übrigen hat man es durch die Wahl von γ, n_1/n_2 und die Disposition der Felder zueinander in der Hand, die Skala ihrem Verlauf und ihrer Grösse nach beliebig zu modifizieren. Natürlich ist der Verschiebungswinkel γ_2 nur für eine bestimmte Periodenzahl eine Konstante, so dass die Instrumentskala auch nur für diese genau richtig sein kann.

Diese Phasenmesser werden normal für Maximalströme bis 50 Amp. und Spannungen bis 200 Volt gebaut und bei höherer Beanspruchung mit Transformatoren verbunden, die so konstruiert sind, dass durch die Transformation die in Betracht kommenden Phasenverhältnisse nicht geändert werden.

Ausser dem Schalttafelinstrument wird auch noch ein transportabler Phasenmesser für den Laboratoriumsgebrauch hergestellt, der in seiner inneren Einrichtung dem ersteren ziemlich genau gleicht; nur ist noch eine Einrichtung getroffen, die ermöglicht, den Apparat für verschiedene Periodenzahlen zu benutzen: Mit der Periodenzahl ändert sich Winkel γ_1 und γ_2, beziehungsweise der scheinbare Widerstand des Zweiges II (Fig. 12) und die Gleichung 8 nimmt die Gestalt an: $tg\varphi = a \cdot tg\alpha + b$. Durch gleichzeitige Änderung der Ohmschen Widerstände in den Zweigen I und II kann jedoch die ursprüngliche einfache Beziehung (8) genau wieder hergestellt werden und für die Praxis genügt es, lediglich w_1 zu verändern. Zu diesem Zwecke ist ein kleiner durch Kurbeldrehung regulierbarer Widerstand in den Zweig I eingeschaltet (s. Schema, Fig. 14), dessen 10 Stufen einer Änderung um je 2 Perioden entsprechen, da

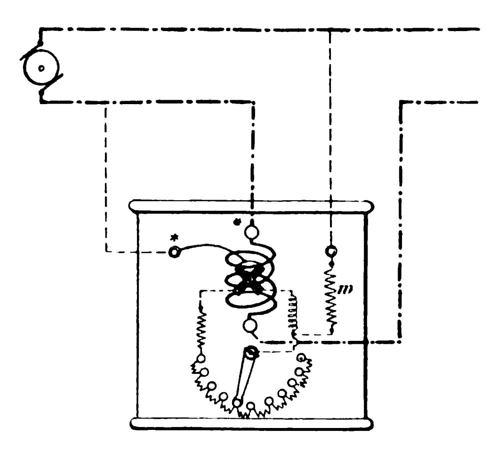


Fig. 14.

unterhalb dieses Intervalls Abweichungen in der Anzeige des Instruments kaum merklich sind, und der gemäss der gerade vorliegenden Periodenzahl eingestellt werden muss. In normaler Ausführung ist dieser Regulierwiderstand für die Periodenzahlen 40 bis 60 pro Sekunde eingerichtet.

Aus Fig. 14 ist auch der Anschluss eines derartigen Phasenmessers an eine Wechselstromleitung ersichtlich; handelt es sich um Messungen an einem Drehstromsystem, so ist statt des einfachen Vorschaltwiderstandes im Spannungszweig ein sternförmiger Nullpunktswiderstand zu verwenden, s. Schema, Fig. 15, das

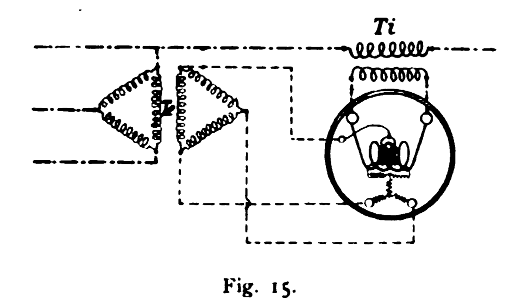


Fig. 15.

auch die Schaltung bei Benutzung eines Strom- und Spannungstransformators, z. B. in Hochspannungsanlagen, zeigt.

Wie oben bemerkt wurde, dient der hier beschriebene Phasenmesser zunächst zur Anzeige des Winkels, um welchen ein gegebener Wechselstrom gegen seine Spannung rückwärts verschoben ist; es steht jedoch prinzipiell nichts im Wege, das Instrument auch für eine Vorwärtsverschiebung des Stromes gegen seine Spannung zu benutzen; in diesem Falle ändert sich aber unter sonst gleichen Umständen die Richtung des Zeigerausschlages, der, wenn früher von links nach rechts, jetzt mit wachsender Vorwärtsverschiebung von rechts nach links erfolgt. Dreht man daher bei einem sonst normal eingerichteten Instrument den Zeiger gegen das bewegliche System so, dass er für die Verschiebung 0 in der Mitte der Skala einspielt, so kann man durch Ausschlag nach beiden Seiten Vorwärts- und Rückwärtsverschiebungen bis zum Betrage von 45^0 messen. In Konstruktion befindet sich ein transportabler Phasenmesser für Laboratoriumsgebrauch, bei welchem ausser dem Ersatz des Eisen enthaltenden induktiven Widerstandes im Zweige II durch einen solchen ohne Eisen, auch eine 180 Bogengrade lange Skala vorgesehen ist welche Vor- oder Rückwärtsverschiebungen eines Stromes gegen seine Spannung bis zum Betrage von 90^0 zu messen gestattet.

(Eingegangen 18. November 1903.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 75. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KASSEL.

E. Raehlmann (Weimar), Ultramikroskopische Untersuchungen über Farbstoffe und Farbstoffmischungen und deren physikalisch-physiologische Bedeutung. [1])

Bei der Untersuchung von Farbstoffen in wässeriger Lösung bei intensiver seitlicher fokaler Beleuchtung, wie sie das neue Mikroskop von Siedentopf und Szigmondy liefert, lassen sich die Ergebnisse, welche ich bis jetzt erzielen konnte, unter folgenden Gesichtspunkten ordnen. Man findet bei der Untersuchung von Farbstofflösungen

1. Farbstoffe, wie sie vielfach in der Aquarellmalerei benutzt werden, deren Teile in Wasser suspendiert sind und sich bei längerem Stehen zum grössten Teil oder gänzlich wieder ausscheiden.

2. Farbstoffe, deren Auflösungen in Wasser nach der bisherigen Ansicht für vollkommene chemische Lösungen gelten. Diese letzteren gruppieren sich nach den Ergebnissen der neuen Untersuchungsmethode nach folgenden Richtungen:

a) Solche Farbstoffe, deren kleinste Teilchen bei fortschreitender Verdünnung mit Wasser so lange nachweisbar, d. h. als getrennte Partikelchen sichtbar sind, als die Flüssigkeit makroskopisch noch gefärbt erscheint;

b) solche Farbstoffe, bei deren fortschreitender Verdünnung eine Grenze für die Sichtbarkeit der feinsten Teilchen eintritt, obwohl die Flüssigkeit noch deutliche Färbekraft besitzt;

c) solche Farbstoffe, welche neben gröberen (aber noch ultramikroskopischen) kleineren und kleinsten Teilchen noch einen Strahlenkegel erkennen lassen, der aber nicht mehr auflösbar ist, d. h. in welchem keine materiellen Teilchen bei der bis jetzt erreichbaren Beleuchtungsstärke zu erkennen sind.

Zwischen a, b und c stehen dann

d) diejenigen Farbstoffe, deren kleinste Teil-

1) Abteilung 22, am 23. September 1903. Die Untersuchungen sind angestellt im Laboratorium der Karl Zeiss-Stiftung in Jena.



chen so zahlreich nebeneinander sich befinden, dass sie bei mittlerer Verdünnung etwa von 1 zu 100000 noch einen Strahlenkegel von homogenem bis feinstaubförmigem Aussehen bilden, der dann bei weiterer Verdünnung in eine Unmenge kleinster Teilchen mit deutlichem Abstande zerfällt.

Endlich finden sich Farbstoffe resp. mit ihnen gefärbte Flüssigkeiten (namentlich unter den Anilinfarben), in welchen keinerlei Teilchen zu entdecken, die also bei der von mir angewandten Beleuchtungsintensität als optisch leer zu betrachten sind.

Zwischen den einfachen Suspensionen von Farbstoffen und diesen optisch leeren Lösungen lassen sich, nach dem Gesagten, mittels des neuen Mikroskops in einer grossen Anzahl von Fällen Farbstoffe, die bisher für völlig gelöst galten, in materiellen Teilchen nachweisen, so dass das Grenzgebiet zwischen Suspension und Lösung um ein Beträchtliches weiter, nach molekularen Grössen hin, übersehen werden kann.

Die unter 1 erwähnten Teilchen der in Wasser suspendierten Farbstoffe können bekanntlich zum Teil schon mittels des gewöhnlichen Mikroskops sichtbar gemacht werden. Sie erscheinen dann als ungefärbte mehr oder weniger dunkle Körper, deren farbige Eigenschaften nicht erkannt werden können. Bei der neuen Untersuchungsmethode werden sie im Fokus der Beleuchtung in ihrer Eigenfarbe selbstleuchtend.

Infolgedessen können Farbstoffe auf ihre Reinheit untersucht und fremde Beimischungen in einer bestimmten Farbflüssigkeit direkt erkannt werden.

Neben den grösseren Teilchen werden aber eine grosse Menge kleinerer und kleinster Bestandteile, welche den bisher möglichen mikroskopischen Vergrösserungen nicht zugänglich waren, infolge der starken Beleuchtungsintensität in ihrer Eigenfarbe sichtbar.

Einzelne Farbstoffe, auf diese Weise in Suspension oder Lösung untersucht, zeigen als feinsten Bestandteil ein einziges charakteristisches Teilchen von derselben ganz bestimmten Farbe. Andere Farbstoffe, darunter auch solche, die für chemisch rein gelten, bestehen thatsächlich aus mehreren drei, vier oder mehr verschiedenfarbigen Teilchen, welche im Gesichtsfelde mosaikartig durcheinander wirbeln. Diese verschiedenfarbigen Teilchen bilden sich wegen der Kleinheit des Gesichtswinkels, den sie zu mehreren einschliessen, auf ein und derselben Einheit der Netzhaut des Auges ab und bringen so diejenige Mischfarbe hervor, welche dem angewandten Farbstoffe, der in Wasser aufgelöst worden ist, makroskopisch zukommt.

Da die in ihrer Eigenfarbe sichtbaren kleinsten Teilchen bis zu einer Grösse von 5—10 $\mu\mu$, welche etwa $^1/_{50}$ Wellenlänge des gelben Lichtes gleichkommt, sichtbar werden, ist es möglich, die Farbe an der Materie bis zur Feinheit eines Grössenvolumens zu verfolgen, welches unserer jetzigen Vorstellung von den Molekülen jedenfalls sehr nahe kommt.

Die Auflösung jedes Farbstoffes in die Komponenten seiner Färbung gestattet einen ganz ungeahnten Einblick in die physikalische und physiologische Natur der Farbe und ist von der grössten Wichtigkeit für unsere Vorstellung von der Farbenmischung.

Die Teilchen der in Wasser gelösten resp. suspendierten Farbstoffe führen fortwährend Bewegungen aus, die nie zur Ruhe kommen und für jeden Farbstoff eigenartig zu sein scheinen.

Diese Bewegungen sind bei den kleinsten Teilchen, die das Licht noch polarisieren, also unter $^1/_{40}$ μ gross sind, vibrierend bis pendelnd, andere Teile scheinen Bogen zu beschreiben. Die Bewegungen sind in ihrer Exkursion und wohl auch in ihrer Form abhängig von der relativen Grösse der Teile, dann aber auch von der Substanz selbst, d. h. von der Eigenbeschaffenheit des Farbstoffes. Diese Bewegungen scheinen nach beiden Richtungen ihrer Abhängigkeit bei verschiedener Konzentration der Lösung verschieden zu sein, also auch durch den Abstand der Teilchen voneinander beeinflusst zu werden.

Welche Kräfte diese Bewegungen hervorrufen und welche Beziehung sie zu den Brownschen Molekularbewegungen haben, lässt sich zunächst nicht sagen — doch scheint die Verteilung der Farbstoffpartikel in der wässerigen Lösung, die Form der Bewegung und ihre Abhängigkeit von der Masse des Teilchens dafür zu sprechen, dass wir es mit Anziehungen, resp. Abstossungen der Teile unter sich zu thun haben, welche elektromagnetischer Natur sind; dafür spricht namentlich das Verhalten der Teile dem konstanten Strome gegenüber, von dem noch weiter die Rede sein soll.

Von besonderem Interesse ist die Untersuchung der Mischfarben, welche durch Vermengung zweier oder mehrerer Farbstofflösungen zustande kommen. Am wichtigsten erscheint hier die Entstehung des Grün aus Gelb und Blau.

Die Bildung der grünen Farbe geschieht hier unter Bedingungen der Mischung, wo wir nach physiologisch-optischen Gesetzen weiss resp. grau erwarten sollten.

Eine befriedigende Erklärung für dieses Verhalten ist bisher nicht beigebracht worden. Die herrschende Meinung ist die, dass jede gelbe und jede blaue Farbe einen grünen Farbstoff neben sich enthalte und dass (wenigstens bei der Mischung von Farbpulvern oder Ge-

mengen, z. B. von Ölfarben) Gelb und Blau sich aufhebt (Weiss liefert) und Grün übrig bleibt. Diese Vorstellung ist ziemlich allgemein, obwohl die Erfahrung lehrt, dass das aus bestimmten (nicht aus beliebigen) gelben und blauen Farben entstehende Grün eine Tiefe und Leuchtkraft der Farbe besitzt, welche die analogen Eigenschaften der zur Mischung verwendeten Farben weit übertrifft und daher kaum als übrig bleibender Rest erklärt werden kann.

Derselbe Einwand lässt sich auch erheben, wenn man auf Grund der spektroskopisch zu beobachtenden Absorption in Farblösungen die Mischungsfarben allein als Selektionsfärbungen erklären wollte (vergl. weiter unten).

Dass die erstere Annahme nicht zutrifft, können wir unserer Untersuchung direkt entnehmen, indem die meisten gelben und blauen Farben, wie z. B. Preussischblau und Naphtholgelb oder Gummi-Gutt und Ultramarin nur einfarbige kleinste Teilchen blaue resp. gelbe, aber keine grünen bei sich haben. Wir sehen vielmehr direkt, dass bei der Vermischung dieser Farben das Grün erst in der Mischung entsteht.

In einer Reihe von Fällen handelt es sich dabei um eine Nebeneinanderlagerung der den ungemischten Farben zukommenden Teilchen, so dass eine Mosaik durcheinander wirbelnder kleinster Lichter entsteht, deren Eigenfarbe den ursprünglichen Komponenten entspricht — die Mischfarbe entsteht dann wieder durch physiologische Farbenmischung, indem mehrere der durcheinander gelagerten Lichtpunkte auf derselben Seheinheit der Netzhaut des Auges sich abbilden. Dabei spielt die andauernde Bewegung der Teilchen, bei welcher die farbigen Lichtpunkte stetig ihren Ort verändern, wahrscheinlich eine die subjektive Farbenmischung erheblich fördernde Rolle. Wahrscheinlich ist auch das Glänzende des Farbeneindrucks, den die Mischung zweier in Wasser gelöster Farbstoffe hervorbringt, mit von diesem Faktor der Bewegung der farbigen Teilchen abhängig.

So verhalten sich z. B. die Mischungen folgender Farbstoffe: Chromgelb und Ultramarin, Chromgelb und Preussischblau, Karmin und Chromgelb, Kadmium und Ultramarin, Kadmium und Preussischblau, Preussischblau und Gummi-Gutt u. s. w. Die Mischungen zeigen in all diesen Fällen die charakteristischen Teilchen, welche den ungemischten Lösungen resp. Suspensionen zukommen ohne Veränderung nebeneinander.

Andere Farbstoffe und zwar besonders diejenigen, welche das schönste Grün geben, verhalten sich nun aber in den Mischungen ihrer wässerigen Lösungen gänzlich anders, indem die Farbe der Teilchen in der Mischung sich verändert. Diese Veränderungen lassen sich naturgemäss am genauesten an den Mischungen solcher Farbstoffe untersuchen, von denen jeder nur ein einziges charakteristisches Teilchen besitzt, so dass in der Mischung nur zwei Komponenten in Frage kommen.

Unter den von mir untersuchten Farbstoffen, über welche ich in Nr. 16 der „Ophthalmologischen Klinik", Aug. 1903, berichtet habe, waren namentlich zwei, welche sich durch besondere Reinheit ihrer kleinsten Bestandteile auszeichneten, nämlich in erster Linie das Preussischblau und dann das Naphtholgelb. Beide Farbstoffe schienen sich deshalb zur Erforschung des Zustandekommens und des Charakters der Mischfarben besonders zu eignen.

Die kleinsten Teilchen des Preussischblau sehen bei stärkster Konzentration der Lösung, bei welcher die Beleuchtung des Mikroskops noch wirkt, rein blau aus, bei einer gewissen Verdünnung werden die Teilchen blauviolett, und bei den Verdünnungen, welche ich zur Mischung benutzte, haben sie eine schöne rotviolette Farbe. Die Teilchen des Naphtholgelb sehen bei der in Frage kommenden Verdünnung hell messinggelb aus.

Mischt man die beiden genannten Farbstoffe, indem man eine Lösung von Preussischblau und eine Lösung von Naphtholgelb in dem Verhältnis zusammengiesst, dass die Mischung eine deutliche und intensive grüne Farbe zeigt, so zeigt die Mischung unter dem Mikroskop jetzt ganz veränderte Teile.

Die violettroten Teile des Preussischblau sind gelbrot geworden und die früher messinggelben Teile des Naphtholgelb sind jetzt intensiv grün.

An den Bewegungen der Teile scheinen keine wesentlichen Veränderungen eingetreten zu sein und auch die Grössen- und Mengenverhältnisse sind anscheinend die gleichen, nur die Farbe hat sich verändert. Die Mischung, welche makroskopisch eine gesättigte grüne (etwas gelbgrüne) Farbe besitzt, besteht aus lauter kleinsten gelbroten und grünen Teilchen, deren Abstand voneinander so gering, dass sie — in der Mischung — zu mehreren auf einer Seheinheit der Netzhaut, einem Zapfenquerschnitt, sich abbilden.

Es entsteht also im Auge eine physiologische Farbenmischung aus unendlich kleinen Lichtkomponenten, im beschriebenen Falle aus der gelbroten Preussischblaukomponente und der grünen Naphtholgelbkomponente.

Wie aber kommt die Farbenveränderung der beiden Komponenten in der Mischung zustande, d. h. welche Kräfte sind wirksam, wenn das blauviolettrote Preussischblauteilchen in der Mischung mit Naphtholgelb gelbrot und das

Naphtholgelbteilchen in derselben Mischung grün wird?

Denkbar wäre eine gegenseitige Beeinflussung der Teile durch Reflexion, indem das von gelben Teilchen reflektierte Licht von seiner Eigenfarbe dem violettroten mitteilte und umgekehrt. Aber die Einrichtung der Beleuchtung im Verhältnis zu dem Öffnungswinkel der Objektive ist eine solche, dass die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Teilchen durch reflektiertes Licht so gut wie ausgeschlossen ist, indem das auf ein Teilchen *a* von einem Teilchen *b* durch Reflexion treffende Licht nur etwa $^1/_{2000}$ der Leuchtkraft des Teilchens *b* sein kann, wie durch Rechnung leicht festgestellt wird.

Man könnte zweitens an eine Kontrastempfindung von seiten des Auges denken, indem in einem wesentlich roten Felde ein gelbes Teilchen grünen Farbenton zeigen muss, und umgekehrt. Allein für eine solche Kontrastwirkung ist die farbige Fläche (d. h. das Gesichtsfeld des Mikroskops) nicht einheitlich farbig genug, so dass an eine Beeinflussung der Farbe durch Kontrastwirkung in diesem Falle nicht zu denken ist.

Eine dritte Möglichkeit, die Farbenveränderung der Teilchen zu erklären, wäre die Annahme einer chemischen Reaktion der gemischten Farbstoffe durch materielle Umsetzung in Körper mit anderen Farbeneigenschaften. Gegen diese Annahme spricht speziell bei der Mischung der gewählten Farbstoffe der Umstand, dass die Teilchen in der Mischung dieselbe Form und Bewegung behalten zu haben scheinen, dann aber das Resultat der später zu erwähnenden elektrolytischen Trennung der Farbstoffe in die ursprünglichen Komponenten.

Eine vierte Möglichkeit, welche in Betracht kommt, wäre eine Selektionsfärbung der Teilchen durch die Flüssigkeit, in welcher sie sich befinden.

In dieser Beziehung ist das spektroskopische Verhalten sowohl der beiden Komponenten als auch der aus ihnen hervorgehenden grünen Mischung von Wichtigkeit.

Dieses Verhalten wurde bestimmt für verschiedene Konzentration der Lösungen und bei diffuser Tageslichtbeleuchtung:

1. Preussischblau in konzentrierterer Lösung zeigt das Rot von der Wellenlänge 0,71 bis 0,64 μ, dann Grün von 0,52 μ an; dann das ganze Blau und Violett. Das Gelb fehlt vollständig, Grün ist geschwächt; Blau und Violett ist sehr hell.

2. Naphtholgelb zeigt das ganze Rot, ferner Gelb und Grün, löscht aber das ganze Blau und Violett etwa von der Wellenlänge 0,5 μ ab vollständig aus.

3. Grün aus Preussischblau und Naphtholgelb in konzentrierter Lösung löscht einen kleinen Teil des äussersten Rot etwa bis zur Wellenlänge 00,7 μ aus, ausserdem das ganze Blau und Violett. Die Mischung zeigt also spektroskopisch das ganze Rot, dann Gelb und Grün.

Man könnte aus diesem spektroskopischen Verhalten der Farbstoffe folgern, dass die Teilchen, die wir in den Lösungen und Mischungen sehen, Selektionsfärbungen zeigen, die von der Farbe der Flüssigkeit herrühren, resp. von der spektroskopischen Zerlegung des Lichtes durch letztere.

Bei der neuen mikroskopischen Untersuchung benutzen wir aber in den Lösungen, an denen wir die Farben der Teilchen studieren, solche Verdünnungen, dass die spektroskopisch für dichtere Schichten nachgewiesene Absorption hier nur in ganz geringem Grade zur Wirkung gelangen und für sich allein die Farbenveränderung der Teilchen in den Mischungen nicht zu erklären vermag. Abgesehen von der Verdünnung der Farblösung, benutzen wir bei der Untersuchung nur eine Flüssigkeitsschicht von 0,5 cm Dicke, da die Glaskammer unter dem Mikroskop nur 1 cm Querschnitt beträgt.

Wenn man die angewandten Farbflüssigkeiten bei dieser Verdünnung und in einer Schicht von 0,5 Centimeter Höhe spektroskopisch untersucht, so lassen die Farbflüssigkeiten alles Licht fast ungeschwächt hindurch mit Ausnahme des Blau und Violett, welches auch bei dieser Verdünnung durch Naphtholgelb und auch durch das betreffende Grün eine deutliche Schwächung erfährt.

Von der Farbwirkung einer solchen Lösung resp. Mischung kann man sich übrigens einen annähernd richtigen Begriff machen, wenn man derselben fremde ungefärbte Teilchen beimengt und auf deren Farbe achtet.

Für diesen Zweck eignen sich einige in die Gruppe der Kohlenhydrate gehörende Körper, welche in Wasser löslich sind, ganz besonders, namentlich das Glykogen.[1])

1) Das Glykogen ist ein aus der Leber gewonnener, dem Amylum nahestehender Körper, der sich in Wasser vollständig löst und sehr starke Cirkumpolarisation zeigt (α) $\gamma + 226$. Die chemische Konstitution des Körpers wird zu $C_6\, H_{10}\, O_5$ angegeben, sein Molekulargewicht ist aber noch nicht genau bekannt. Er wird äusserst leicht in Zucker übergeführt. Die wässerige Glykogenlösung zeigt unter dem Mikroskop einen stark grauweiss glänzenden Strahlenkegel, in welchem keine Einzelheiten wahrnehmbar sind. Bei einer Verdünnung von 1 zu 300000 löst sich aber dieser Strahlenkegel in eine Unmenge kleinster Teilchen auf, welche fast alle gleich gross resp. klein erscheinen und eine grauweisse Farbe besitzen und sich äusserst rege in relativ raschen Oszillationen durcheinander bewegen. Bei einer Verdünnung auf 1 zu 3000000 sind in der Flüssigkeit noch einzelne Teilchen nachzuweisen. — Setzt man einer Glykogenlösung einige Tropfen einer Diastaselösung zu, so verschwinden die charakteristischen Teilchen des Glykogens fast momentan und an ihrer Stelle sind andere, viel grössere, nicht zu verwechselnde Teilchen in weit geringerer Anzahl — die Teilchen des Traubenzuckers und der Diastase — vorhanden.

Über diese Vorgänge werde ich demnächst an anderem

Setzt man einer Preussischblaulösung von der Konzentration, wie wir sie zur Untersuchung verwenden, etwas von einer Glykogenlösung mittlerer Konzentration, deren Teilchen bereits sichtbar sind, zu, so sind die viel kleineren sich lebhaft bewegenden Glykogenteilchen ohne weiteres unter den viel grösseren, violettroten, viel langsamer sich bewegenden Teilchen des Preussischblau zu erkennen; sie zeigen aber keine Färbung, sondern sind grauweiss wie zuvor.

Ganz dasselbe ist der Fall, wenn wir die verdünnte Glykogenlösung einem andern gelösten Farbstoff zusetzen. Erst bei viel konzentrierteren Lösungen, als wir sie zum Studium der Mischungen benutzen können, tritt die erste Spur einer Färbung an den zugemischten Teilchen auf.

Die Färbung der Mischung hat demnach auf die Veränderung der Farbe der Teilchen immer einen ganz geringen, kaum in Betracht kommenden Einfluss.

Zu einer befriedigenden Erklärung gelangen wir aber, wenn wir unter Berücksichtigung der erwähnten spektroskopischen Verhältnisse an Hüllbildungen denken, welche die Teilchen eines Farbstoffes aus den kleinsten Partikeln des anderen um sich herum bildeten.

Das Preussischblauteilchen würde dabei eine Stoffhülle aus Naphtholgelb und das Naphtholgelbteilchen eine solche aus Preussischblau erhalten.

Bei dieser Veränderung würde das Licht des Kernes des Preussischblauteils durch die ganz dünne gelbe Naphtholgelbhülle durchschlagen, immerhin die violettrote Farbe des Kernes durch Zumischung der Eigenfarbe der Naphtholgelbhülle in Gelbrot umgewandelt werden. Ganz ebenso würde das gelbe Licht des Naphtholgelbteilchens durch die dünne Einhüllung mit Preussischblau ein Blau zugemischt erhalten und darum grün erscheinen.

Bei dieser Farbenveränderung der Teilchen handelt es sich also nicht um eine Mischung der Substanz, sondern um eine physiologische Mischung der Farben, die der Kern des Teilchens einerseits und der Reflex der Hülle andererseits liefern.

Es wäre das physiologisch eine Farbenmischung aus zwei gesonderten Lichtern, welche auf dieselbe Stelle der Netzhaut einwirken. Physikalisch wäre diese Wirkung dieselbe, wie sie in der Malerei bei den sog. Lasuren erzielt wird, wo die Farbe des Grundes durch eine dünne oberflächliche durchsichtige Farbe durchschlägt, sich aber im Auge mit der von der durchsichtigen Schicht reflektierten Farbe mischt.

Es wäre dann aber, um die Veränderung der Farbstoffe in wässeriger Lösung zu verstehen, noch zu erklären, wie die Stoffhülle um jedes Teilchen herum zustande kommt.

Wir begeben uns damit auf das Gebiet der Theorien, welche die elektromagnetischen Kräfte der Moleküle betreffen und welche in der Neuzeit durch die Aufstellung der Ionentheorien eine greifbare Gestalt angenommen haben. Denken wir uns in den einzelnen Teilchen der beiden gelösten Farbstoffe die Moleküle elektrisch geladen, entsprechend der Vorstellung von Mie[1] oder denkt man sich mit Faraday und Nernst[2] die elektrisch geladenen Moleküle als Ionen, welche elektrische Kräfte auslösen, so würden wir den Vorgang der Stoffumhüllung sofort verstehen, wenn wir den Molekülen des einen Farbstoffes positive, den Molekülen des anderen Farbstoffes negative elektrische Eigenschaften zuschreiben könnten.

Der Spannungsausgleich würde erfolgen durch eine gegenseitige Anziehung, welcher die kleinsten Teilchen der Farbstoffe am leichtesten folgen würden.

Da wir mittels des neuen Mikroskops, resp. bei der neuen Beleuchtung kleinste Teilchen bis zur Grösse von circa 1 $\mu\mu$ noch zu sehen vermögen, dürfen wir die Vermutung hegen, dass ausser den kleinen und kleinsten Teilen, welche wir noch zu sehen vermögen, noch kleinere Teilchen im Wasser aufgelöst, resp. suspendiert sind, welche auch bei unserer mikroskopischen Untersuchungsmethode unsichtbar bleiben, aber denselben physikalischen Gesetzen wie die grösseren unterworfen sind. Ob man sich unter diesen kleinsten Teilchen freie Ionen vorstellen darf, bleibt dahingestellt, jedenfalls ist es in hohem Grade wahrscheinlich, dass diese Teile bei Voraussetzung der erwähnten elektromagnetischen Eigenschaften, im Wasser zu wandern (Kohlrausch) und sich um die grösseren Teilchen, die wir mit dem Mikroskop direkt sehen, so zu gruppieren vermögen, dass eine feine Hülle um die letzteren gebildet wird, welche Hülle dann die erwähnten physiologisch-optischen Eigenschaften der Farbenmischung herbeiführen könnte.

Wir hätten dann hier bei der Veränderung

Orte näher berichten, glaube aber, dass die Sichtbarkeit der kleinsten Teilchen in der Glykogenlösung einen weiteren Fortschritt in der Erkenntnis von Übergängen kleinster Stoffaggregate zu den Molekulargrössen bedeutet.

Es kann auch wohl keinem Zweifel unterliegen, dass die kleinsten Teilchen des Glykogens in ihrer gleichmässigen Gestaltung und charakteristischen Bewegung gleichmässig gebaute und gesetzmässig verteilte Molekulargruppen vorstellen, die, wenigstens in ihren Eigenschaften, den eigentlichen Molekülen schon sehr nahe kommen.

1) Mie, Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. Sammlung elektrotechnischer Vorträge von Ernst Voit, Bd. IV, 1903.

2) Nernst, Über die Bedeutung elektrischer Methoden und Theorien für die Chemie. (Vortrag auf der 73. Naturforscherversammlung in Hamburg. Göttingen, Vandenhoeck & Ruprecht, 1901.) Diese Zeitschr. 3, 63, 1901.



der Farbstoffe ganz denselben physikalischen Vorgang, wie wir ihn nach Thomson und Townsend als Ursache der Nebel- und Wolkenbildung auffassen müssen.

Nach den genannten Forschern kommt die Nebelbildung durch Dunst- resp. Nebeltröpfchen zustande, welche sich um feine, in der Luft vorhandene Staubpartikelchen als den Kern herum entwickeln. — Aber auch in völlig staubfreier Luft kommt nach den Verfassern um freie Ionen herum Nebelbildung zustande.

Mie (l. c. S. 26) schätzt die Thomsonschen Versuche gerade deshalb hoch, „weil in ihnen die kleinsten Teilchen der Materie, wenigstens im Ionenzustande, direkt sichtbar gemacht werden, dadurch, dass man sie mit Hilfe einer Wasserhülle vergrössert. Sie liefern also einen direkten Beweis für die Atomtheorie." — Was Mie hier von den Ionen sagt, trifft auch für die kleinen Farbstoffpartikelchen zu, welche wir mit dem Mikroskop direkt wahrnehmen, und gleichzeitig sehen wir hier die „Nebelbildung" um den Kern des Farbstoffpartikels herum in Form der Farbstoffhülle auftreten, resp. sich unter unseren Augen bilden, von der ich gesprochen habe.

Haben wir es aber bei diesen Farbstoffnebelbildungen mit elektromagnetischen Kräften der einzelnen Farbstoffmoleküle zu thun, so würde die weitere Frage entstehen, wodurch die Abstände und die Bewegungen der einzelnen Teilchen reguliert werden.

Ob hier elektromagnetische Kräfte mit bestimmter dynamischer Spannung eine Rolle spielen, ob die Newtonschen Gesetze der Gravitation und Anziehungskraft von Masse zu Masse mitwirken, muss der Entscheidung berufenerer Forschung vorbehalten bleiben, jedenfalls aber spricht der regelmässige, ich möchte sagen, gesetzmässige Abstand, den die kleinen, farbig leuchtenden Partikelchen der Farbstoffe in wässeriger Lösung zeigen, und welcher bei verschiedener Konzentration der Lösung, soweit es das Auge zu beurteilen vermag, immer regelmässig und gesetzmässig bleibt, für eine Abhängigkeit von elektromagnetischen Kräften, welche zwischen den verschiedenen Teilchen besteht, und welche den einzelnen Teilchen ihre Lage und wohl auch ihre Bewegung bestimmt.

Die letztere ist, wie schon erwähnt, nicht allein von der Masse des Teilchens, sondern auch von der Stoffbeschaffenheit des Farbstoffes abhängig und in letzterer Beziehung offenbar auch von der Gesamtheit der in Wasser gelösten Teile.

Die Lage und Bewegung der Teile würde nach dieser Auffassung also durch Anziehung, resp. Abstossung, welche die einzelnen Teilchen aufeinander ausüben, bedingt sein, so dass jedes Teilchen in einer Art von labilem Gleichgewichte zwischen den übrigen verharren würde.

Für einen solchen Zustand sprechen auch die vibrierenden und pendelnden Bewegungen, welche die Teilchen fortdauernd ausführen, und welche sehr wohl der motorische Ausdruck der fortwährend veränderlichen Spannung der Kräfte sein könnten, mit welchen sich die Moleküle, respektiv deren Ionen gegenseitig beeinflussen.

Diese elektromagnetischen Kräfte haben wir auch als wirksam erkannt bei den Farbenveränderungen, welche die einzelnen Teilchen des Preussischblau und des Naphtholgelb in der Mischung ihrer wässerigen Lösungen zeigen und welche wir darauf zurückführten, dass die einzelnen Farbstoffteilchen sich mit einer dünnen Hülle der Mischungskomponente umhüllen.

Wenn diese Auffassung richtig war, musste man, wenn es sich um eine einfache, durch Attraktion bedingte An- respektiv Umlagerung kleinster negativ geladener Teilchen um positive herum handelt und umgekehrt, die angelagerten respektiv die vermischten Teilchen elektrolytisch wieder zu trennen vermögen.

Der Versuch bestätigte diese Voraussetzung vollkommen.

I. Durch eine bogenförmige Glasröhre, die mit der grünen aus Preussischblau- und Naphtholgelblösung gemischten Farbflüssigkeit gefüllt war und in welche die mit den beiden Polen verbundenen Platinbleche eintauchten, wurde zunächst ein Strom von 35 Volt und circa $^1/_{10}$ Ampère geleitet. Am negativen Pole sammelte sich sehr bald eine gelbe Flüssigkeit an, während am positiven Pol eine intensiv grün gefärbte Flüssigkeit sich ablagerte. Gleichzeitig findet Wasserzersetzung statt. Beide Flüssigkeiten wurden mit einer Saugpipette herausgehoben und jede für sich mit dem Mikroskop untersucht.

Die am negativen Pole angesammelte gelbe Flüssigkeit zeigte lauter messinggelbe Naphtholgelbteilchen und so gut wie keine Beimischung von Preussischblauteilchen. Die Naphtholgelbteilchen sind aber zum grossen Teile jetzt zu kleinen Häufchen oder zu kurzen Ketten geballt, zum Teile finden sie sich einzeln, wie in frischer Naphtholgelblösung.

Die tiefgrüne Flüssigkeit am positiven Pole zeigt mikroskopisch vorzugsweise gelbrote Teilchen des Preussischblau (mit gelber Hülle) und wenige zugemischte grüne Naphtholgelbteilchen, nicht geballt, sondern in einzelnen Partikelchen, wie in der grünen Mischung, bevor sie der Elektrolyse unterworfen wurde.

II. Eine Lösung von Preussischblau in Wasser wird auf dieselbe Weise der Elektrolyse unterworfen.

Am positiven Pole sammeln sich sämtliche

Partikel des Preussischblau an, die andere Hälfte der Flüssigkeit am negativen Pole wird wasserklar.

III. Eine Lösung von Naphtholgelb in Wasser wird auf dieselbe Weise behandelt. Ausser Wasserzersetzung ist selbst nach $2\frac{1}{2}$ Stunden an der Flüssigkeit keine Veränderung zu bemerken.

Aus diesen Versuchen folgt, dass Naphtholgelb ein vorzüglicher Leiter der Elektrizität ist, dass die Preussischblauteile negativ elektrisch geladen sind, sowie dass die Naphtholgelbteile in der Mischung mit Preussischblau elektrisch positive Eigenschaften gewinnen. Durch das elektrolytische Verhalten der Farbstoffe wird unsere Annahme über das Zustandekommen der Verfärbung der einzelnen Farbstoffteile in Mischungen in hohem Grade gestützt respektive bestätigt.

Bei der vorstehenden Betrachtung über die Entstehung der Mischfarben habe ich mich an den einfachsten Fall gehalten, dass zwei Farbstoffe, welche je ein charakteristisches Teilchen enthalten, zur Mischung verwendet werden.

Bei vielen anderen Farbstoffen, auch bei solchen, die in der Chemie für chemisch rein gelten, besteht der einzelne Farbstoff mikroskopisch aus zwei, drei oder mehr verschiedenfarbigen Teilchen, welche dann dadurch, dass die letzteren wegen ihrer Kleinheit gemeinsam auf einer und derselben Netzhautstelle, eventuell einem Zapfenquerschnitt sich abbilden, die Mischfarbe hervorbringen.

Wenn solche aus mehreren verschiedenfarbigen Molekularteilchen zusammengesetzte Farbstoffe mit anderen Farbstoffen in wässeriger Lösung gemischt werden, so tritt häufig der Fall ein, dass ein Teilchen von ganz bestimmter Färbung, welches vor der Mischung einem der Farbstoffe als charakteristischer Bestandteil angehörte, scheinbar aus der Mischung verschwunden und dafür ein neues andersfarbiges aufgetreten ist.

Nach dem, was oben über die Veränderung der beiden Farbkomponenten in der Mischung des Preussischblau und Naphtholgelb ausgeführt worden ist, scheint es berechtigt zu sein, in solchen Fällen kein Verschwinden, d. h. keine chemische Auflösung des Teilchens, sondern eine Umhüllung derselben und dadurch bewirkte Farbenveränderung anzunehmen.

Bei diesen Stoffwanderungen, respektive Umlagerungen ist es im höchsten Grade auffallend, dass bei den neuen Gruppierungen der Teilchen, wie wir sie mit dem Mikroskop direkt zu sehen vermögen, keine Trübungen der wässerigen Lösung respektiv keine Niederschläge auftreten.

In dieser Beziehung scheint das neue Mikroskop berufen zu sein, auf dem Grenzgebiete zwischen Physik und Chemie bedeutsame Aufklärung zu schaffen.

Nur auf einen Punkt muss ich besonders hinweisen, nämlich auf die Anwendung der Farbstofflösungen bei der Färbung der Gewebe und Gewebszellen in der Histologie. Wir gewinnen durch unsere Experimente eine neue Vorstellung von dem Zustandekommen der Färbung dieser Teile. Bisher haben wir dabei an einen stofflosen Vorgang gedacht, an eine Einwirkung der Farblösung auf das Protoplasma oder den Kern respektiv die Chromatinkörper der Zellen, wobei diese Teile dadurch, dass sie gefärbt werden, ihre histologische Struktur genauer erkennen lassen. Jetzt müssen wir uns das etwas anders vorstellen und annehmen, dass hier durch Verbindung respektiv Umhüllung der Zellteile mit materiellen Teilchen des Farbstoffes eine stoffliche Änderung, wenigstens ein stofflicher Zusatz zum Gewebe hergestellt wird. Dabei kann die Möglichkeit, ja die Wahrscheinlichkeit nicht bestritten werden, dass es sich dabei um die Entstehung von morphologischen Gestaltungen handelt, welche durch die in die Zelle einwandernden Farbstoffteile herbeigeführt werden. Der Vorgang der Reaktion speziell der Zelle auf den Farbstoff ist dann unzweifelhaft so aufzufassen, dass bei Attraktion der Farbstoffteile durch Teile des Gewebes dieselben elektromagnetischen Kräfte massgebend sind, wie wir sie bei den Wirkungen der Farbstofflösungen in Mischung studieren konnten.

Zum Schlusse meiner Mitteilung kann ich nicht umhin, die grosse Liberalität, mit welcher die Firma Karl Zeiss in Jena jede wissenschaftliche Bestrebung fördert, auch meinerseits dankend hervorzuheben.

(Eingegangen 16. November 1903.)

M. Petzold (Chemnitz), Diapositive für Projektion mit stereoskopischer Wirkung.[1]

Die vielfachen Versuche, den Projektionsbildern stereoskopische Wirkung zu verleihen, die von einem grossen Auditorium gleichzeitig wahrgenommen wird, haben bislang zu keinem praktischen Resultat geführt. Das nachstehend beschriebene Verfahren hingegen ist dank der Einfachheit der erforderlichen Mittel wohl geeignet, in die Praxis eingeführt zu werden, wenn folgende Arbeitsweise eingehalten wird:

Mit Gelatine überzogene Glasplatten badet man in einer Lösung von 10—20 g doppelchromsaurem Kali in 1000 ccm Wasser und zwar ca. 2—3 Minuten bei künstlichem Licht. Nach kurzem Abspülen unter der Brause

1) Abteilung 2, am 22. September 1903.

trocknet man die derart sensibilisierten Platten in der Dunkelkammer, am besten über Nacht.

Die Haltbarkeit derselben ist wie die aller Chrom-Leimschichten; man präpariere sich daher nur so viel, als man gerade braucht und berücksichtige, dass die Chromgelatine auch im Dunkeln in wenigen Tagen wesentlich verändert wird.

Man kopiert auf Chromgelatine-Platten $8\frac{1}{2}:8\frac{1}{2}$ klare, bestens durchgearbeitete Stereonegative in zerstreutem Tageslicht ungefähr ebensolange wie auf Celloidinpapier, wobei eine dunkelgelbe Kopie auf hellgelbem Grunde entsteht. Diese Stereokopie — jede Hälfte für sich — stellt man in einen Trog mit kaltem, fliessendem Wasser so lange, bis alles unveränderte Chromsalz entfernt, was in ca. $\frac{1}{2}$ Stunde vollkommen erreicht ist. Nunmehr kann sofort zum Färben geschritten werden, zu welchem Behufe man die eine Stereobildhälfte in eine konzentrierte Rot-, die andere in eine ebensolche Grünlösung bringt und mindestens 1 Stunde darin belässt, ohne befürchten zu müssen, dass längeres Verweilen in der Farblösung von schädlichem Einflusse sei.

Als Rot eignen sich die Ponceaus, als Grün die Säure-Grüns am besten, doch ist vor allen Dingen Wert auf die Genauigkeit der Nuancen zu legen insofern, als sie sich möglichst komplementär gegenüberstehen, sich möglichst gegenseitig verschlucken müssen, d. h. die eine Färbung muss, durch die andere Färbung betrachtet, vollkommen schwarz erscheinen.

Nach der Färbung kommen die Einzelkopien in Gefässe mit langsam fliessendem, kaltem Wasser, wobei die Rotkopie besonders beobachtet werden muss, denn sie ist sehr bald, längstens in 5—10 Minuten, entwickelt, während die Grünkopie mindestens 12 Stunden dazu braucht, also über Nacht im fliessenden Wasser stehen kann.

Es resultieren klare, kräftige Farbbilder mit absolut reinen Weissen. Das beim Belichten durch Reduktion entstandene Chromdioxyd hat den Farbstoffen als Beize gedient und zur Bildung von Chromlacken Veranlassung gegeben, die im Falle des Rot leicht, im Falle des Grün schwerer löslich sind in kaltem Wasser, daher die grössere Vorsicht beim ersteren.

Um sie für Projektionszwecke zu montieren, klebt man die beiden farbigen Stereobildhälften derart übereinander, dass sich korrespondierende Punkte oder Flächen decken. Es ist wohl eigentlich überflüssig, zu sagen, dass ein so hergestelltes Diapositiv für Stereoprojektion nur einen Projektionsapparat erfordert, und dass das projizierte Bild, durch eine Brille mit je einem roten und grünen Glase betrachtet, aus jeder Entfernung und von jedem Platze aus stereoskopisch wirken muss.

Selbstredend absorbiert die Betrachtungsbrille einen gewissen Teil des Lichtes, so dass sich eine Lichtquelle empfiehlt, die möglichst kräftig und dabei rein weiss ist, also vor allen Dingen, resp. nur elektrisches Bogenlicht.

(Eingegangen 12. November 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Frau Sklodowska Curie, Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen. Doktorarbeit der naturwissenschaftlichen Fakultät von Paris. Paris, Gauthiers-Villars fils. 1903.

Die hochverdiente Erforscherin der radioaktiven Substanzen hat in der vorliegenden Monographie eine zusammenfassende ausführliche Arbeit über den gegenwärtigen Stand unserer Kenntnisse von den radioaktiven Substanzen und deren Eigenschaften gegeben. Der Inhalt der Abhandlung gliedert sich in folgende Teile:

Kapitel I: Die Radioaktivität von Uran und Thorium. Radioaktive Mineralien. Es werden nacheinander behandelt: Becquerelstrahlen, Messung der Strahlungsintensität, und die Frage: Ist die Radioaktivität der Atome eine allgemeine Erscheinung?

Kapitel II: Die neuen radioaktiven Substanzen. Untersuchungsmethoden, Polonium, Radium, Aktinium. Radiumspektrum. Extraktion der neuen radioaktiven Substanzen aus den Ausgangsmaterialien. Polonium. Darstellung des reinen Radiumchlorids. Atomgewichtsbestimmung von Radium. Charakter der Radiumsalze.

Kapitel III: Die Strahlung der neuen radioaktiven Substanzen. Untersuchungsmethode. Strahlungsenergie. Zusammengesetzte Natur der Strahlung. Einwirkung des Magnetfeldes. Ablenkbare β-Strahlen. Ladung der ablenkbaren Strahlen. Einwirkung eines elektrischen Feldes auf die ablenkbaren β-Strahlen des Radiums. Verhältnis von Ladung zu Masse für ein vom Radium ausgesandtes negativ geladenes Teilchen. Wirkung des Magnetfeldes auf die α-Strahlen. Wirkung des Magnetfeldes auf die Strahlen anderer radioaktiver Substanzen. Menge der ablenkbaren β-Strahlen in der Radiumstrahlung. Durchdringungsvermögen der Strahlung radioaktiver Körper. Ionisierende Wirkung der Radiumstrahlen auf isolierende Flüssigkeiten. Verschiedene Effekte und Anwendungen der ionisierenden Wirkung der von radioaktiven Substanzen ausgesandten Strahlen.

Fluoreszenz- und Lichtwirkungen. Wärmeentwickelung durch Radiumsalze. Chemische Wirkungen und Färbungen, die durch die neuen radioaktiven Substanzen hervorgebracht werden. Hervorrufung von Thermolumineszenz. Radiographien. Physiologische Wirkungen. Einfluss der Temperatur auf die Strahlung.

Kapitel IV: Induzierte Radioaktivität. Mitteilung der Radioaktivität an ursprünglich inaktive Substanzen. Aktivierung in geschlossener Umhüllung. Rolle der Gase bei den Erscheinungen der induzierten Radioaktivität. Emanation. Entaktivierung aktivierter Körper an freier Luft. Entaktivierung in geschlossenen Räumen. Zerfallsgeschwindigkeit der Emanation. Änderung der Aktivität aktivierter Flüssigkeiten und radioaktiver Lösungen. Theorie der Radioaktivität. Andere Form der induzierten Radioaktivität. Induzierte Radioaktivität mit langsamer Veränderlichkeit. Induzierte Aktivität an Substanzen, welche mit Radium zusammen in Lösung waren. Zerstreuung radioaktiven Staubes und induzierte Aktivität des Laboratoriums. Aktivierungen ausserhalb des Bereiches radioaktiver Substanzen. Änderung der Aktivität radioaktiver Körper. Wirkung der Auflösung. Änderung der Aktivität von Radiumsalzen durch Erhitzen. Theoretische Erklärung dieser Änderungen nach der Auflösung und nach dem Erhitzen.

An den Inhalt dieser 4 Kapitel schliesst die Verfasserin Bemerkungen über die Natur und Ursache der radioaktiven Erscheinungen und legt in den Schlussfolgerungen dar, welches ihr Anteil an den Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen gewesen ist.

Jeder, der sich über die Gesamtheit der radioaktiven Erscheinungen zu orientieren wünscht, kann nicht genug auf diese umfassende und aus der allerberufensten Feder stammende Abhandlung verwiesen werden.

Emil Bose.

Röntgen-Vereinigung zu Berlin.

Im Jahre 1905 werden es zehn Jahre, dass Herr Geheimrat Prof. Dr. W. C. Röntgen mit seiner epochemachenden Entdeckung der X-Strahlen in die Öffentlichkeit trat. Wenn auch damals an diese Entdeckung die weitgehendsten Hoffnungen geknüpft wurden, so konnte man doch nicht annehmen, daß die neuen Strahlen für die Wissenschaft, insbesondere für alle Zweige der Heilkunde, sowohl auf dem Gebiete der Diagnose als auch neuerdings der Therapie eine derartige Bedeutung erlangen würden. Mit ausserordentlichem Eifer und ungeahntem Erfolge hat Wissenschaft und Technik an der wissenschaftlichen Ergründung und Vervollkommnung der Radiologie gearbeitet. In allen Spezialfächern der Menschenheilkunde, wie in der Tierheilkunde und Zahnheilkunde sind daher heute die Röntgenstrahlen ein unersetzliches Hilfsmittel geworden.

Wohl dürfte es deshalb angezeigt sein, nach Verlauf von 10 Jahren einen kritischen Rückblick auf die Errungenschaften der verflossenen Zeit zu werfen, sowie eine Aussprache über den derzeitigen Stand der Radiologie und darüber herbeizuführen, in welcher Weise die weitere Entwickelung dieser Spezialwissenschaft für die Zukunft den weitgehendsten Erfolg verspricht.

Die Röntgen-Vereinigung zu Berlin hat daher in ihrer Sitzung vom 30. Oktober d. Js. einstimmig beschlossen, anlässlich der zehnjährigen Wiederkehr der Entdeckung der Röntgenstrahlen Ostern 1905 in Berlin im Anschluss an die Tagung der deutschen Gesellschaften für Chirurgie und für orthopädische Chirurgie unter dem Ehrenvorsitz Seiner Exzellenz des Herrn Wirkl. Geh.-Rat Prof. Dr. v. Bergmann einen

Röntgen - Kongress

verbunden mit einer

Röntgen - Ausstellung

zu veranstalten, wozu auch Herr Geh.-Rat Prof. Dr. Röntgen sein Erscheinen als Ehrengast gütigst zugesagt hat.

Die Leitung des Kongresses liegt in der Hand des Vorstandes der Röntgen-Vereinigung zu Berlin, welcher das ausführliche Programm in Kürze publizieren wird. Alle Anfragen sind an Herrn Prof. Dr. R. Eberlein in Berlin NW. (Tierärztliche Hochschule) oder an Herrn Dr. med. Immelmann in Berlin W., Lützowstr. 72 zu richten.

Prof. Dr. Eberlein-Berlin, Vorsitzender.
Dr. Cowl-Berlin, Kassenführer.
Dr. Albers-Schönberg-Hamburg, Korresp. Mitglied.
Prof. Dr. Rieder-München, Korresp. Mitglied.
Dr. Immelmann-Berlin, Schriftführer.

Berichtigungen.

In der Arbeit des Herrn C. C. Baly, S. 801, ist die Zeile 1 der zweiten Spalte „die Spektren von Neon, Krypton und Xenon" wegzustreichen.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden zum o. Professor für reine Mathematik an der Universität Kristiania der Universitätsstipendiat F. C. M. Störmer, der Privatdozent der Mathematik Dr. H. Grassmann-Halle a/S. zum a. o. Professor, der Privatdozent Dr. H. Veillon in Basel zum a. o. Professor der Physik und Chemie.

An der Universität Strassburg habilitierte sich Dr. C. W. Wirtz, Observator der Kais. Universitätssternwarte, für Astronomie.

Professor Pagel, der Lehrer des praktischen Schiffbaues an der Berliner Technischen Hochschule, ist ausgeschieden, um das Amt des technischen Direktors beim Germanischen Lloyd zu übernehmen.

Geh. Hofrat Dr. Ottomar Schmidt, Professor für Chemie und Pharmazie an der Technischen Hochschule und Tierärztlichen Hochschule zu Stuttgart ist, 68 Jahre alt, gestorben.

Von den am 10. Dezember verteilten diesjährigen Nobelpreisen erhielten a) den Preis für Physik Professor Svante August Arrhenius-Stockholm, b) den Preis für Chemie Professor Henry Becquerel und Herr und Frau Curie-Paris. Jeder der beiden Preise beträgt in diesem Jahre 141357 Kronen 57 Öre (rund 200000 Frcs.).

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



